

1903.

N. 8.

ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GUMMICH, J. C. POGGENDORFF, G. UND E. WIEDENMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 10. HEFT 8.

DER GANZEN REIHE N. 8., BANDES 3. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN 'PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.



LEIPZIG, 1903.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in
12 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 38 M.*

(Ausgegeben am 26. Februar 1903.)

Inhalt.

	Seite
1. O. Lummer und E. Gehrcke. Über die Anwendung der Interferenzen an planparallelen Platten zur Analyse feinsten Spektrallinien	457
2. G. Quincke. Die Oberflächenspannung an der Grenze wässriger Kolloidlösungen von verschiedener Konzentration	478
3. G. Holtsmark. Eine Methode für die Intensitätsmessung von Röntgenstrahlen nebst einer Berechnung der Wellenlänge derselben	522
4. A. Wehnelt. Potentialverteilung im dunklen Kathodenraume	542
5. Ralph Smith Minor. Dispersion einiger Metalle, besonders für ultraviolette Strahlung	581
6. L. Zehnder. Über eine automatische Quecksilberstrahlpumpe, nebst einigen glastechnischen Einzelheiten	623
7. N. Werigin, J. Lewkojeff und G. Tammann. Über die Ausflußgeschwindigkeit einiger Metalle	647
8. C. Runge und J. Precht. Über das Bunsenflammspektrum des Radium	655
9. August Schmauss. Notiz zur magnetischen Doppelbrechung	658
10. A. Slaby. Antwort an Hrn. Braun	661
11. Ferdinand Braun. Erklärung auf Hrn. Slabys Antwort	665

Personalnotizen.

Assistent für Chemie

für eine Schule gesucht. Es wird nur auf einen Herrn reflektiert, der **sofort antreten** kann. Offerten mit Angabe des Alters, der Muttersprache, Konfession, Militärverhältnisse und Gehaltsansprüche unter **L. S. 528** an **Rudolf Mosse**, Leipzig, zu richten.

(Ausgegeben am 26. Februar 1903.)

F
I
L
N
L
a
l
d
V
n
G
g
E
s
D
z
„J
je
ve
un
te
N
N

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 10.

1. *Über die Anwendung der Interferenzen an planparallelen Platten zur Analyse feinsten Spektrallinien;*

von O. Lummer und E. Gehrcke.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

§ 1. Als der Begründer der Interferenz-Spektroskopie muß Fizeau¹⁾ angesehen werden, welcher zuerst mit Hilfe der Interferenzen wichtige Schlüsse auf die Zusammensetzung einer Lichtquelle gezogen hat. Durch seinen berühmten Versuch mit dem Newtonschen Farbenglase bei langsam veränderlicher Dicke der Luftschicht wies er nach, daß das Natriumlicht im wesentlichen aus zwei Wellen besteht, und vermochte genaue relative Wellenlängenmessungen auszuführen; so konnte er z. B. die Wellenlänge der roten Lithiumlinie auf diejenige des Natriums beziehen.

Daß Fizeau mit Natrium als Lichtquelle das periodische Verschwinden und Wiederauftreten der Newtonschen Ringe nicht öfter als 52 mal hat beobachten können, bis zu einem Gangunterschied von etwa 50 000 Wellenlängen, liegt zum großen Teil an der Entstehungsart der Newtonschen Ringe. Es sind dies Interferenzen, bei denen die Dicke der Luftschicht längs jeder Kurve die gleiche ist; „Kurven gleicher Dicke“ hat sie daher der eine von uns genannt, im Gegensatz zu den an einer absolut planparallelen Platte auftretenden „Kurven gleicher Neigung“, bei denen der Einfallswinkel längs jeder Kurve der gleiche ist.²⁾ Infolge ihrer Entstehungsweise versagen die Interferenzen „gleicher Dicke“ bei hohem Gangunterschied, da sich auch bei kleiner Pupille des beobachtenden Apparates schließlich die nach ein und demselben Netzhautelement gelangenden Strahlenpaare verschiedener Neigungen gegenseitig in ihrer Wirkung stören und überall

1) H. Fizeau, Ann. de chim. et phys. (3) 66. p. 429—482. 1862.

2) O. Lummer, Inaug.-Diss. Berlin 1884; Wied. Ann. 23. p. 49—84. 1884.

eine gleiche Helligkeit hervorbringen.¹⁾ Frei von diesem störenden Einfluß sind allein die an planparallelen Platten auftretenden Ringe, da sie im Unendlichen liegen und von der Ausdehnung der Lichtquelle ganz unabhängig sind. Auf den Vorzug dieser „Kurven gleicher Neigung“ hat zuerst der eine von uns hingewiesen)²⁾, welcher außer ihrer Wichtigkeit für die Untersuchung der Planparallelität von Platten auch erkannte, daß sie bei beliebig hohem Gangunterschied auftreten müssen, wenn das Licht beliebig lange interferenzfähig bleibt und die benutzte Lichtquelle genügend homogen ist. Und es wurde auch damals schon ausgesprochen, daß *nur* durch die Planparallelitätsringe zu entscheiden wäre, wie lange das Licht interferenzfähige Schwingungen aussendet. Neuerdings haben wir diese Frage eingehender behandelt und die Interferenzfähigkeit speziell des grünen Quecksilberlichtes noch nach mehreren Millionen von Schwingungen nachgewiesen.³⁾

In seiner Dissertation studierte der eine von uns auch schon die Planparallelitätsringe von senkrechter bis zur streifenden Inzidenz und vermochte aus der periodischen Deutlichkeit der Ringe bei veränderlicher Inzidenz ebenfalls die Fizeauschen Schlüsse über die Konstitution des Natriumlichtes zu ziehen. Da bei einer Platte von einigen Millimetern Dicke Tausende von Ringen auftreten, so machen sich „neutrale Stellen“ bemerkbar, an denen bei Beleuchtung mit Natriumlicht die Ringe fast ganz verschwinden, und zwar aus dem Grunde, weil hier die beiden, den *D*-Linien entsprechenden Ringsysteme in „Dissonanz“ sind und sich gegenseitig zu allgemeiner Helligkeit ergänzen. Aus der Lage der neutralen Stellen und den Dimensionen der Platte folgt ohne weiteres die Wellenlängendifferenz der beiden *D*-Wellen.

Aber erst A. A. Michelson⁴⁾ bildete die Interferenzspektroskopie zu einer eigenen Disziplin aus, indem er mit Hilfe seines Interferometers, welches im Prinzip auf die Wirkung

1) Hierauf hat zuerst K. Exner aufmerksam gemacht (vgl. E. Verdet: „Vorlesungen über die Wellenlehre des Lichtes“ Deutsche Bearbeitung von K. Exner, Verlag von Fr. Vieweg & Sohn in Braunschweig 1881, p. 72 ff.

2) O. Lummer, l. c.

3) O. Lummer u. E. Gehrcke, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 4. p. 337—346. 1902.

4) A. A. Michelson, Phil. Mag. (5) 31. p. 338—346. 1891; 34. p. 280—299. 1892; Journ. de phys. (3) 3. p. 5—22. 1894.

einer planparallelen Luftplatte von stetig veränderlicher Dicke hinausläuft, das Aussehen und den Verlauf der Planparallelitätsringe bei wachsendem Gangunterschiede studierte und daraus Schlüsse auf die Art und Zusammensetzung der Lichtquelle zu ziehen vermochte. Diese Schlußfolgerungen sind aber nur in ganz speziellen Fällen eindeutig und zwingend.

Es bedeutete daher einen großen Fortschritt, als Perot und Fabry¹⁾ auf Grund einer von Boulouch²⁾ aufgestellten Theorie die Interferenzspektroskopie ihres hypothetischen Charakters entkleideten und die Auflösung feinsten Spektrallinien auf eine sichere Basis stellten. Sie bedienen sich ähnlich wie Michelson einer Luftplatte von variabler Dicke, mit dem Unterschiede, daß sie die Luftplatte mit Hülfe zweier schwach prismatischer Platten erzeugen und die sie bildenden Oberflächen mit einer *durchsichtigen Silberschicht* überziehen. Auf diese Weise wird eine beträchtliche Schärfe der Interferenzen erzielt, sodaß jetzt die Ringsysteme zweier in Dissonanz befindlicher Wellen sich nicht mehr auslöschen, sondern nebeneinander getrennt sichtbar werden.

Die durch diese „versilberte“ Luftplatte erreichte Auflösungskraft benachbarter Spektrallinien suchte Michelson bald darauf durch die Konstruktion seines Stufenspektroskopes zu erreichen³⁾, welches aus einem treppenartigen Satz von planparallelen Platten besteht und in der Wirkung mit einem Gitter vergleichbar ist, welches von vornherein nur Spektren sehr hoher Ordnungszahl, aber von großer Lichtstärke entstehen läßt.

Im folgenden beschreiben wir einen Apparat, welcher dem Stufenspektroskop ähnelt, aber technisch einfacher ist.⁴⁾ *Derselbe besteht nur aus einer einzigen planparallelen Platte* und verdankt seine Entstehung dem eingehenden Studium der an einer solchen auftretenden Planparallelitätsringe. Wir haben uns ganz allge-

1) A. Perot u. Ch. Fabry, Ann. de chim. et phys. (7) 12. p. 459 bis 501. 1897; Compt. rend. 1897, 1898, 1899 und 1900; Ann. de chim. et phys. (7) 16. 1899 und Bulletin Astron. Janvier 1899; vgl. auch M. Hamy, Compt. rend. 125. p. 1092—1094. 1897.

2) A. Boulouch, Journ. de phys. (2) 2. p. 316—320. 1893.

3) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. 8. p. 36—47. 1898; Journ. de phys. (3) 8. p. 305—314. 1899.

4) O. Lummer, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 3. p. 85 bis 98. 1901; O. Lummer u. E. Gehreke, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 11—17. 1902.

mein die Aufgabe gestellt, unter all den an einer planparallelen Platte möglichen Ringsystemen von Interferenzen dasjenige ausfindig zu machen, welches für den vorliegenden Zweck, feinste Spektrallinien zu analysieren, am geeignetsten ist. Es soll demnach zunächst in Kürze ein Überblick über die an einer planparallelen Platte auftretenden Interferenzringe gegeben werden.

§ 2. Es falle (Fig. 1) eine ebene Welle LM von der Wellenlänge λ unter dem Winkel i auf die planparallele Platte P , deren Dicke $=d$ und deren Brechungsindex $=n$ sei. Ist a die Amplitude des einfallenden Lichtes, so werde ihr Schwingungszustand dargestellt durch den Ausdruck:

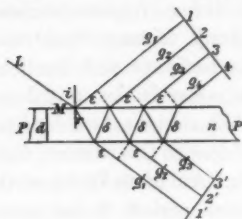


Fig. 1.

$$a \sin 2\pi \left(\frac{q}{\lambda} + \frac{t}{T} \right)$$

oder:

$$a \sin \left(2\pi \frac{q}{\lambda} + \Phi \right),$$

wenn wir die Phase $\Phi = 2\pi t/T$ setzen.

Die einfallende Welle werde bei M direkt reflektiert nach 1, indirekt nach 2, 3, 4 etc., und die Gerade 1, 2, 3, 4 etc. sei Normale zu sämtlichen gespiegelten Strahlen.

Die aus der Platte austretende Welle werde nach 1' gebrochen, während die übrigen aus ihr durch innere Spiegelung entstehenden Wellen längs 2', 3' etc. austreten mögen, zu denen die Gerade 1', 2', 3' etc. senkrecht stehe.

Bedeutet σ den Koeffizienten der Veränderung, welche die Amplitude bei der äußeren Reflexion erleidet, s denjenigen beim Eintritt in die Platte, σ' den bei der inneren Reflexion und s' denjenigen beim Austritt, so erhalten wir, bei den aus der Figur ersichtlichen Bezeichnungen, für den Schwingungszustand der längs q_1, q_2, q_3 etc. gespiegelten Wellen:

$$1. \ a \sigma \sin \left(2\pi \frac{q_1}{\lambda} + \Phi \right),$$

$$2. \ a s \sigma' s' \sin \left(2\pi \frac{2n\delta + q_1 - s}{\lambda} + \Phi \right),$$

$$3. \ a s \sigma' s' \sin \left(2\pi \frac{4n\delta + q_1 - 2s}{\lambda} + \Phi \right),$$

$$4. \ a s \sigma' s' \sin \left(2\pi \frac{6n\delta + q_1 - 3s}{\lambda} + \Phi \right),$$

.....

also für die Gesamtheit (1 bis ∞) aller Wellen:

$$(1 \text{ bis } \infty.) \quad \sigma' a \sin \left(2\pi \frac{q_1}{\lambda} + \Phi \right) + \frac{ss'}{\sigma'} \sum_{p=1}^{\infty} \sigma'^{2p} \sin \left(2\pi \frac{2pn\delta + q_1 - p\varepsilon}{\lambda} + \Phi \right).$$

Da nach Fresnel die Beziehungen gelten:

$$\sigma' = -\sigma, \quad ss' = 1 - \sigma^2$$

und da ferner die algebraische Beziehung besteht:

$$\sum_{p=0}^{\infty} x^p \cdot \sin(\alpha + p \cdot \beta) = \frac{\sin \alpha - x \cdot \sin(\alpha - \beta)}{1 - 2x \cos \beta + x^2},$$

so läßt sich unser Ausdruck (1 bis ∞) auf die Form bringen:

$$A \cdot \sin \alpha + B \cdot \cos \alpha,$$

wo:

$$A = \frac{2a\sigma(1 + \sigma^2) \sin^2 \beta / 2}{1 - 2\sigma^2 \cos \beta + \sigma^4},$$

$$B = \frac{a\sigma(1 - \sigma^2) \sin \beta}{1 - 2\sigma^2 \cos \beta + \sigma^4},$$

$$\alpha = 2\pi \cdot \frac{q_1}{\lambda} + \Phi,$$

$$\beta = 2\pi \cdot \frac{2n\delta - \varepsilon}{\lambda}.$$

Wir erhalten somit als Resultat für die Intensität der Gesamtheit *aller* reflektierten Einzelwellen:

$$(I) \quad J_{1 \text{ bis } \infty} = A^2 + B^2 = \frac{4a^2\sigma^2 \sin^2 \beta / 2}{(1 - \sigma^2)^2 + 4\sigma^2 \sin^2 \beta / 2}.$$

In analoger Weise wird der Schwingungszustand der sämtlichen gebrochenen bez. *durchgehenden Wellen* 1', 2', 3' ... dargestellt durch den Ausdruck:

$$(1' \text{ bis } \infty.) \quad ss' a \sum_{p=0}^{\infty} \sigma'^{2p} \sin \left(2\pi \frac{(2p+1)n\delta + q_1' - p\varepsilon}{\lambda} + \Phi \right),$$

und man erhält hier für die Intensität aller Strahlen 1', 2', 3' ... ∞

$$(II) \quad J_{1' \text{ bis } \infty} = \frac{a^2(1 - \sigma^2)^2}{(1 - \sigma^2)^2 + 4\sigma^2 \sin^2 \beta / 2}.$$

In der Tat ist $J + J' = a^2$ erfüllt, wie es das Gesetz von der Erhaltung der Energie erheischt.

Durch diese Ausdrücke für J und J' ist die Intensität der reflektierten und gebrochenen Wellen in ihrem unendlich ent-

fernten Vereinigungspunkte für jeden Einfallswinkel und für jede Plattendicke vollständig bestimmt. Was für den unendlich fernen Punkt gilt, ist aber auch für den zu ihm konjugierten Punkt eines optischen zentrierten Systems richtig, d. h. also für die Brennebene eines Fernrohrobjektives.

Da J und J' nur von σ und β abhängen, so folgt, daß die ein und demselben Einfallswinkel entsprechenden Wellenzüge in ihrem Vereinigungspunkt die gleiche Helligkeit hervorbringen. Die Kurven gleicher Intensität sind somit „*Kurven gleicher Neigung*“ und zwar *Kreise*, deren Zentrum auf der Plattennormale liegt, die man von der Lichtquelle auf die Platte fallen kann.

Der Wert von σ^2 kann für ein kleines Richtungsgebiet als konstant betrachtet werden, wenngleich er sich von senkrechter bis zu streifender Inzidenz (bez. Totalreflexion) von etwa 0,04 bis 1 ändert. Für jedes solches Richtungsgebiet hängt dann J und J' nur von β ab, und man erkennt, daß die Werte der auftretenden Maxima und Minima sind:

$$1) \quad J_{\text{Min.}} = 0 \text{ und } J'_{\text{Max.}} = a^2$$

für $\sin \beta/2 = 0$ oder $\beta/2 = k\pi$, wo k eine beliebige ganze Zahl ist; und:

$$J_{\text{Max.}} = a^2 \cdot \frac{4\sigma^2}{(1+\sigma^2)^2} \text{ und } J'_{\text{Min.}} = a^2 \cdot \left(\frac{1-\sigma^2}{1+\sigma^2} \right)^2$$

für $\sin \beta/2 = 1$ oder $\beta = (2k+1)\pi$. Da in allen Fällen die Beziehung $J + J' = a^2$ gilt, so folgt, daß die reflektierten und durchgegangenen Wellen vollkommenen komplementäre Interferenzstreifen ergeben. Dabei sind im reflektierten Licht für jedes Gebiet die Minima vollständig (0) und die Maxima unvollständig, im durchgehenden Lichte dagegen sind die Maxima vollständig (a^2) und die Minima unvollständig.

Außer diesen beiden Interferenzsystemen, entsprechend den Intensitäten J und J' , enthält die planparallele Platte noch ein drittes, wichtiges System von Ringen, welches auf der Seite der reflektierten Strahlen 1, 2, 3 . . . ∞ entsteht, wenn man den ersten, direkt reflektierten Strahl 1 künstlich unterdrückt (etwa durch einen Schirm abblendet). Dieses neue erst kürzlich beobachtete System¹⁾ verdankt seine Entstehung der besonderen Eigen-

1) O. Lummer, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 504—513. 1900.

schaft des Strahles 1, welcher vor allen andern durch einen Phasensprung von π ausgezeichnet ist, und hat dort sein Maximum, wo *alle* Strahlen (inklusive des ersten) ein Minimum hervorrufen. Für die Intensität dieses aus den Strahlen 2 bis ∞ gebildeten Systems gilt ein Ausdruck, welcher bis auf einen Proportionalitätsfaktor mit (II) übereinstimmt; man kann sich diese Tatsache in einfacher Weise auch dadurch klar machen, daß die Skala der Strahlen 2, 3, ... ∞ in nichts von derjenigen der Strahlen 1', 2', 3' ... ∞ verschieden ist, außer durch die Intensität des ein jedes der beiden Strahlenbüschel erzeugenden Lichtes. Betreffs der eingehenderen Behandlung dieser im reflektierten Lichte auftretenden komplementären Interferenzen, welche sich sehr schön an einer zwischen zwei rechtwinkligen Prismen gebildeten Luftplatte beobachten lassen, vgl. die zitierte Abhandlung.

§ 3. Es fragt sich jetzt, unter welchen Bedingungen die durch die Formeln (I) und (II) charakterisierten Interferenzsysteme für spektroskopische Zwecke (Trennung kleinster Wellenlängendifferenzen) am geeignetsten sind. Um dies zu entscheiden, muß man die Intensitätsverteilung der Interferenzen von Punkt zu Punkt verfolgen, am einfachsten, indem man graphisch die Intensität J als Ordinate und die Phasendifferenz β als Abszisse aufträgt.

Aus den Formeln (I) und (II) ergibt sich, daß die Intensitätsverteilung nur abhängt von dem Werte des Reflexionskoeffizienten σ^2 . In

Fig. 2 ist für drei Werte desselben die Intensitätsverteilung J_1 bis ∞ dargestellt ($a^2 = 1$ gesetzt).

Man erkennt, daß für Werte von σ^2 , die dem maximalen 1 nahe liegen, die Intensitätsverteilung am steilsten und beugungsartigsten ist; für kleinere Werte ist die Verteilung mehr oder weniger sinusartig. Dasselbe gilt auch für die Formel (II), welche zu (I) komplementäre Interferenzen darstellt; man erhält also die Intensitätsverteilung J'_1 bis ∞ , wenn man die Fig. 2 auf den Kopf stellt. Für unseren Zweck ist eine möglichst steile Ver-

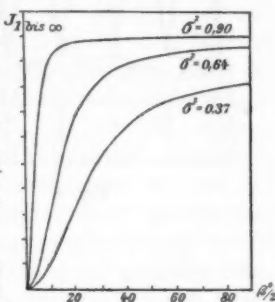


Fig. 2.

teilung erwünscht, da *nur* dann beim gleichzeitigen Vorhandensein mehrerer Wellen die jeder einzelnen zukommenden Interferenzen gut sichtbar sein können. Dies geht aus folgender Überlegung hervor: Angenommen, die Lichtquelle enthielte zwei homogene Wellen a und b gleicher Intensität, dann wird jede einzelne ihre besonderen Interferenzringe von der Intensität J der Maxima erzeugen. Tritt gerade der Fall der „Dissonanz“

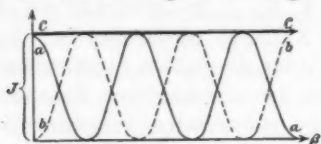


Fig. 3.

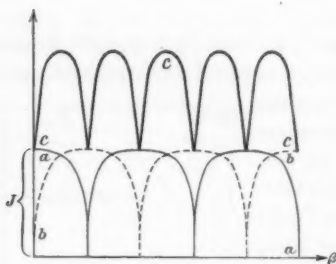


Fig. 4.

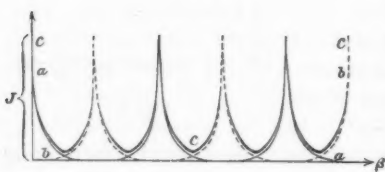


Fig. 5.

ein, wo die Maxima der einen Welle a auf die Minima der anderen b fallen, so wird bei sinusförmiger Intensitätsverteilung (vgl. Fig. 3) das Ringsystem aa der Welle a mit dem Ringsystem bb der Welle b sich zu der gleichmäßigen Helligkeit cc von der Intensität J zusammensetzen, es werden also überhaupt keine Interferenzstreifen mehr zu sehen sein. Ganz anders, wenn die Intensitätsverteilung von der Sinusform abweicht, entsprechend größeren Werten von σ^2 . Hier wird (Fig. 4) sich das Ringsystem aa der Welle a mit dem System bb der Welle b zu dem neuen System cc superponieren, und es läuft in diesem Falle das Vorhandensein zweier Wellen

in der Lichtquelle nicht auf eine *Auslöschung*, sondern eine *Verdoppelung* des Streifensystems hinaus. — Eine solche Verdoppelung tritt auch entsprechend Formel (II) ein, vgl. Fig. 5. Das Bild ist hier aber nach den früheren Ausführungen ein anderes, da die Intensitätsverteilungen J und J' zueinander komplementär sind (vgl. p. 462).

Sonach haben wir noch die Wahl zwischen den beiden, den Figg. 4 und 5 bez. den Formeln (I) und (II) entsprechenden Interferenzen. In beiden ist zwar bei gleichem Wert von σ^2 der Intensitätsabfall von demselben Grade der Steilheit, aber es ist leicht zu sehen, daß für die Beobachtung die in Fig. 5 dargestellte Erscheinung die günstigere ist.

Im Falle, wo jedes Einzelsystem aus feinen *dunklen* Ringen auf hellem Grunde besteht (Fig. 4), zeigt auch das Doppelsystem diesen Charakter. Während aber beim Einzelsystem *vollkommene Dunkelheit* mit der Helligkeit J der Maxima abwechselt, weist das Doppelsystem *cc* keine vollkommenen Minima auf, da hier nahezu die Maxima die Intensität $2J$ und die Minima die Intensität J besitzen. *Der Effekt ist somit der gleiche, als ob man das Einzelsystem überall mit der Helligkeit J gleichmäßig übergossen hätte.* Das resultierende Doppelsystem wird also im allgemeinen weniger deutliche Ringe zeigen wie jedes Einzelsystem. Viel günstiger gestaltet sich die Lichtverteilung in dem Falle, wo scharfe, schmale *Maxima* auf dunklem Grunde auftreten (Fig. 5). Hier fehlt die bedeutende, über die Erscheinung gelagerte Helligkeit, denn der Untergrund zwischen den Maximis wird nur sehr wenig erhellt.

Sonach ziehen wir den Schluß, daß für die spektroskopische Anwendung der Planparallelitätsringe erstens ein möglichst hoher Wert von σ^2 zu verwirklichen ist, und daß zweitens nur die der Formel (II) entsprechenden Interferenzen von Bedeutung sind. Es fragt sich jetzt zunächst, auf welche Weise man einen möglichst großen Wert von σ^2 erreichen kann.

Zur Erhöhung des Reflexionskoeffizienten σ^2 sind bisher zwei Wege eingeschlagen worden. Der eine, von Perot und Fabry benutzte, besteht darin, daß man die Oberflächen der planparallelen Platte dünn versilbert, so, daß immer noch Licht hindurchzutreten vermag, aber der bei weitem größte Teil reflektiert wird. Der andere, von dem einen von uns zuerst verwirklichte Weg¹⁾ besteht in der Anwendung eines großen Einfallswinkels. Bezeichnet man die Änderung der Amplitude des in der Einfallsebene polarisierten Lichtes mit σ_1 , diejenige

1) O. Lummer, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 3. p. 85 bis 98. 1901.

des senkrecht dazu polarisierten mit σ_2 , so gelten die bekannten Fresnelschen Formeln:

$$\sigma_1 = \frac{\sin(r-i)}{\sin(r+i)}, \quad \sigma_2 = \frac{\operatorname{tg}(r-i)}{\operatorname{tg}(r+i)}.$$

Beide Komponenten werden (absolut genommen) für $i=90^\circ$ zu 1 und nähern sich diesem Grenzwert für beliebig große Einfallswinkel beliebig weit. Hieraus geht also hervor, daß der an zweiter Stelle genannten Methode zur Verwirklichung eines hohen Wertes des Reflexionskoeffizienten σ^2 theoretisch keine Grenze gesetzt ist, solange man den Einfallswinkel beliebig groß machen kann. Jedenfalls aber ist durch die Versilberung der Plattenoberflächen niemals der hohe Wert des Reflexionskoeffizienten¹⁾, und damit auch diejenige Schärfe der Interferenzstreifen zu erhalten wie durch Anwendung schräger Inzidenz. Aus diesem Grunde haben wir allein die von den genannten Übelständen freie Methode der schrägen Inzidenz bis in die letzten Konsequenzen durchgebildet.

Aber bei Anwendung schräger Inzidenz ist nur eine spezielle Anordnung für unseren Zweck brauchbar. Die an einer planparallelen, praktisch zwischen den Hypotenusenflächen zweier rechtwinkliger Prismen gebildeten, Luftplatte auftretenden, an der Grenze der Totalreflexion sehr scharfen Interferenzstreifen²⁾ sind hier nicht anwendbar, da in diesem Fall der Gangunterschied der interferierenden Strahlen stets sehr klein ist (und damit die „Dispersion“ verschwindet). Allgemein gilt für den Gangunterschied γ an einer planparallelen Platte von der Dicke d und dem Brechungsexponenten n gegen das äußere Medium die Formel:

$$\gamma = 2d \cdot n \cdot \cos r;$$

hier bedeutet r wie früher den Winkel, den der Lichtstrahl im Innern der Platte mit der Normale einschließt. Für eine Luftplatte ist bei der Totalreflexion $r=90^\circ$, also $\gamma=0$; für eine Glasplatte dagegen ist $r=41^\circ$ für $n=1,5$. Somit

1) Vgl. die Messungen der Herren E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 17. 1902.

2) Diese Streifen sind die sogenannten „Herschelschen Streifen“. Eine Anwendung derselben vgl. O. Lummer, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 3. p. 131–147. 1901.

bleiben nur die an einer planparallelen Glasplatte auftretenden Interferenzen für unseren Zweck übrig.

Eine weitere Verschärfung der Interferenzstreifen tritt auf Grund folgender Überlegung ein. Es ergibt sich aus den auf p. 466 genannten Fresnelschen Formeln:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = \frac{\cos(r-i)}{\cos(r+i)},$$

das heißt

$$\left| \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right| > 1.$$

Hieraus folgt, daß bei jedem beliebigen Einfallswinkel von der in der Einfallsebene polarisierten Komponente mehr reflektiert wird als von der dazu *senkrecht* polarisierten. Der Intensitätsabfall der Interferenzerscheinung wird also größer, wenn man die senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Komponente fortschafft. Man überzeugt sich hiervon leicht, wenn man ein Nicol'sches Prisma in den Strahlengang einführt; in der richtigen Hauptlage erhalten die Streifen die größte Schärfe.

Der Verwirklichung eines möglichst großen Einfallswinkels steht der Übelstand entgegen, daß beim Auftreffen des Lichtes auf die Platte ein bedeutender Anteil bei der ersten Reflexion reflektiert wird und damit nutzlos verloren geht. Denn für unseren Zweck ist nach den früheren Ausführungen allein die der Formel (II) entsprechende, im durchgehenden Lichte auftretende Interferenzerscheinung verwendbar. Wenn z. B. $i = 88^\circ$ ist, so wird $\sigma^2 = 0,883$; es treten also etwa 12 Proz. des gesamten Lichtes in die Platte ein und nur ein kleiner Teil der gesamten, zur Verfügung stehenden Lichtstärke wird für uns nutzbar. Je größer σ^2 wird, um so schärfer also die Interferenzstreifen sind, um so mehr macht sich der Übelstand der Lichtschwäche bemerkbar. Es läßt sich aber durch einen einfachen Kunstgriff dieser bei der ersten Reflexion eintretende Intensitätsverlust vermeiden, indem man das Licht nicht direkt auf die planparallele Platte, sondern erst durch ein auf dieselbe gekittetes Prisma treten läßt. Die folgende Versuchsanordnung wird dies näher erkennen lassen.

§ 3. Das von der Lichtquelle L (Fig. 6) kommende Licht tritt durch das Spaltrohr S parallel aus und wird durch das Glasprisma R grob zerlegt. Nach dem Durchgang durch das

Nicolsche Prisma N wird durch das Diaphragma D ein Teil aus dem Spektrum ausgeschnitten. Das Licht fällt dann nahezu senkrecht auf die Hypotenusenfläche des rechtwinkligen Prismas p , welches mit einer Kathetenfläche auf die planparallele Glasplatte PQ aufgekittet ist. So kann erreicht werden, daß das Licht nahezu unter dem Grenzwinkel der Totalreflexion auf die innere Plattenoberfläche auftrifft, ohne einen merklichen Intensitätsverlust zu erleiden. Der im Innern

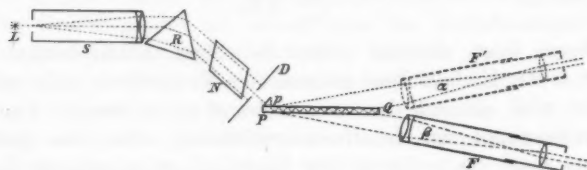


Fig. 6.

der Platte vielfach reflektierte Strahl entsendet dann nahezu streifend austretende Strahlenbüschel α und β , welche von dem auf ∞ eingestellten Beobachtungsfernrohr zu je einem Interferenzsystem in der Stellung F bez. F' vereinigt werden können.

Bei dieser Anordnung bilden die im durchgehenden Licht entstehenden Strahlen β und die im reflektierten Licht ent-

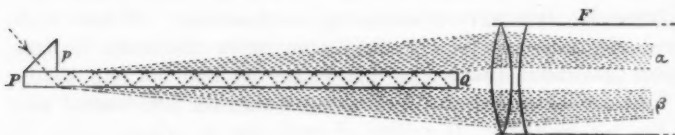


Fig. 7.

stehenden Strahlen α nicht mehr, wie bei Abwesenheit des Prismas p , *komplementäre*, sondern *identische* Interferenzsysteme, da hier der *erste* reflektierte Strahl fehlt, welcher allein einen Phasensprung von π erleidet. Bei geeigneter Stellung des Fernrohres F (vgl. Fig. 7) kann man gleichzeitig die beiden von α und β gebildeten Interferenzsysteme beobachten, welche durch einen mittleren schwarzen Saum, den Plattenrand Q , voneinander getrennt sind.

In der Nähe streifenden Austrittes hat nicht nur die Schärfe der Interferenzstreifen, sondern auch ihr Abstand ein Maximum. Doch ist dieser letztere Umstand, welcher von dem einen von uns schon in seiner Dissertation beobachtet und erklärt wurde, hier nur mehr von sekundärer Bedeutung.

§ 4. Die Theorie der in der oben beschriebenen Anordnung zu beobachtenden Interferenzen bedarf noch einer Ergänzung. Die früheren Ausführungen beziehen sich alle auf den Fall einer unendlich großen planparallelen Platte, bei welcher alle unendlich vielen Strahlen zur Interferenz gebracht werden. Infolge der endlichen Dimensionen der planparallelen Platte tritt bei unserer Versuchsanordnung notwendig eine Abweichung von der Airyschen Reihe ein, ein Übelstand, der besonders bei großem Einfallswinkel merklich wird. Man kann sich hiervon z. B. durch Berechnung der Intensitäten der einzelnen vielfach reflektierten Strahlen 1, 2, 3 . . . für einige besondere Winkel überzeugen, wie dies in folgender Tabelle geschehen ist.

Ordnungszahl der Strahlen	Intensitäten		
	$\sigma^2 = 0,883$ ($i = 88^\circ$)	0,640 (85°)	0,04 (0°)
1	0,9	0,6	0,04
2	0,009	0,08	0,04
3	0,007	0,03	$0,06 \cdot 10^{-3}$
4	0,006	0,01	$0,09 \cdot 10^{-6}$
5	0,005	0,006	$0,02 \cdot 10^{-8}$
6	0,004	0,002	$0,02 \cdot 10^{-11}$
7	0,003	0,0009	$0,04 \cdot 10^{-14}$
8	0,003	0,0004	$0,06 \cdot 10^{-17}$
9	0,002	0,0002	$0,01 \cdot 10^{-20}$
10	0,002	0,00007	$0,02 \cdot 10^{-22}$
—	—	—	—
20	0,0002	0,00000001	$0,02 \cdot 10^{-50}$

Auf Grund dieser Zahlen läßt sich ohne weiteres erkennen, daß z. B. bei der einen, uns zur Verfügung stehenden Platte von 5 mm Dicke und 14 cm Durchmesser oberhalb eines gewissen Einfallswinkels die auftretende Intensitätsverteilung von der theoretischen beträchtlich abweichen muss. Bei streifen-

dem Austritt können sich an dieser Platte nämlich nur etwa 15 Spiegelbilder entwickeln, sodaß z. B. für $\sigma^2 = 0,883$ die übrigen fehlenden Glieder der Reihe *nicht* vernachlässigt werden dürfen.

Die ausführlichere Berechnung der durch eine *endliche* Anzahl p von Strahlen erzeugten Intensitätsverteilung J_1 bis p führt zu der Formel:

$$(III) \quad J_1 \text{ bis } p = \left[(1 - \sigma^{2p})^2 + 4 \sigma^{2p} \sin^2 p \cdot \frac{\beta}{2} \right] \cdot J'_1 \text{ bis } \infty;$$

hier bedeutet wieder $J'_1 \text{ bis } \infty$ die durch die Airysche Formel für *alle* Strahlen, von 1 bis ∞ , gegebene Verteilung in Formel (II) auf p. 461, β die Phasendifferenz und σ^2 den Reflexionskoeffizienten. Man sieht, daß das Abbrechen der unendlichen Reihe um so weniger auf die Größe $J'_1 \text{ bis } \infty$ von Einfluß ist, je mehr σ^{2p} gegen 1 vernachlässigt werden kann. Ist σ an und für sich klein, so genügen wenige Bündel, um σ^{2p} nahezu zum Verschwinden zu bringen, d. h. die Airysche Verteilung wird dann praktisch schon von wenigen Büscheln dargestellt. Anders dagegen, wenn σ sehr nahe gleich 1 ist, also streifendem Austritt entsprechend. Hier ist eine sehr große Anzahl p von Büscheln notwendig, um mit derselben Annäherung wie vordem die Airysche Intensitätsverteilung zu ergeben. In unserem Fall, wo $p = 15$, wird somit notwendig bei dem streifenden Austritt eine Abweichung von der durch die Airysche Formel gegebenen Verteilung eintreten.

Welcher Art diese, durch den Klammerausdruck in Formel (III) dargestellte Abweichung ist, geht anschaulich aus Fig. 8 hervor, in welcher für den Austrittswinkel 88° ($\sigma^2 = 0,883$) die von den 5 ersten, 15 ersten und von allen ∞ vielen Strahlen gebildete Intensitätsverteilung dargestellt ist. Man sieht, daß die Abweichung von der Airy'schen Reihe (für welche $p = \infty$) nicht nur in einer Herabsetzung und Verbreiterung der Interferenzmaxima besteht, sondern daß auch neue, kleinere Maxima zweiten Grades auftreten. Die Ähnlichkeit dieser Interferenzen mit den Beugungserscheinungen wird nirgends auffälliger als hier. Sofern aber die planparallele Platte hinreichend groß ist, sodaß die Anzahl p der interferierenden Strahlen nicht zu klein wird, bleiben wie bei den Beugungsgittern die Neben-

maxima unter der Empfindungsschwelle, und das Abbrechen der Reihe hat nur den wesentlichen Effekt, die Helligkeit herabzudrücken und die Streifen verwaschener und breiter zu machen.

§ 5. An planparallelen Platten standen uns bisher zwei zur Verfügung, die so gut planparallel waren, daß man mit ihnen sichere Schlüsse auf die Eigenschaften der Lichtquelle ziehen konnte. Die Platten hatten eine Dicke von 0,5 bez. 1 cm

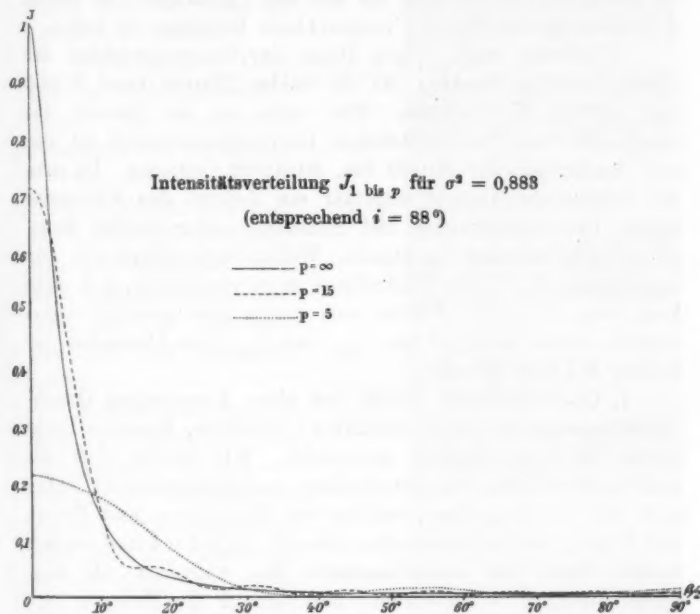


Fig. 8.

und eine Länge von 14 bez. 20 cm und sind von der Firma H. Häcke in Berlin bezogen. Die Untersuchung der Platten auf ihre Planparallelität nach der Lummerschen Methode ergab, daß die kleinere Platte geringere Abweichungen von der Planparallelität zeigte als die größere; immerhin war aber auch diese stellenweise auf eine Länge von 10 cm bis auf weniger als $\frac{1}{4}$ Wellenlänge planparallel. Die von der kleinen Platte gelieferten Interferenzen waren schärfer als die von der

großen Platte und ließen infolgedessen mehr Eigentümlichkeiten der Lichtquelle unterscheiden. Ganz neuerdings ist uns noch eine gute Platte durch die Firma Zeiß zur Verfügung gestellt worden, welche ebenfalls $\frac{1}{2}$ cm dick ist und wesentlich dasselbe zeigte wie unsere kleinere Platte.¹⁾ — Einige kürzere planparallele Platten ließen zwar einen komplizierten Bau vieler Linien erkennen, lieferten aber doch zu wenig scharfe Streifen, um mit den Leistungen der zuerst genannten großen Platten vergleichbare Resultate zu geben.

Es beträgt nach obigen Daten der Gangunterschied der interferierenden Strahlen für die beiden Platten rund 20 000 bez. 40 000 Wellenlängen. Das erste an der Grenze des streifenden Austrittes entstehende Interferenzmaximum ist also ein „Spektrum“ der 20 000 bez. 40 000^{sten} Ordnung. Da man bei streifendem Austritt ungefähr ein Zehntel des Abstandes zweier Interferenzmaxima mit Sicherheit unterscheiden kann, so ist man demnach im stande, Wellenlängendifferenzen von $\frac{1}{400\,000}$ bez. $\frac{1}{400\,000}$ der Wellenlänge zu unterscheiden, d. h. man kann zwei homogene Wellen noch voneinander getrennt wahrnehmen, deren Abstand nur $\frac{1}{200}$ bez. $\frac{1}{400}$ des Abstandes der beiden *D*-Linien beträgt.

1. *Quecksilberlicht*. Dieses von einer Aronsschen Quecksilberlampe geeigneter Konstruktion²⁾ gelieferte, intensive Licht wurde am eingehendsten untersucht. Wir fanden, daß *alle* untersuchten Linien des Quecksilbers zusammengesetzter Natur sind und daß diejenigen, welche von Michelson und Perot und Fabry bereits früher schon als nicht einfach erkannt worden waren, einen weit komplizierteren Bau aufweisen als man bisher annahm. — Es scheint, daß vielfach die Meinung verbreitet ist, die Nebenlinien oder Trabanten der Hauptwellen seien von sehr geringer Intensität. Wir betonen, daß dies im allgemeinen nicht zutrifft, und daß manche sogenannte Trabanten so hell sind, daß man im Zweifel sein kann, welche unter den vielen Linien im Gesichtsfelde die Hauptlinie ist. Im einzelnen wurde folgendes beobachtet:

1) Wir sprechen an dieser Stelle der Firma Zeiss in Jena für die liebenswürdige Überlassung der Platte unseren Dank aus.

2) O. Lummer, *Zeitschr. f. Instrumentenk.* **22.** p. 201—204. 1901.

Gelbe Linie 579 $\mu\mu$: Außer der Hauptlinie acht Trabanten von verschiedener Breite und Helligkeit;

Gelbe Linie 577 $\mu\mu$: Außer der Hauptlinie und einem sehr hellen Trabanten sechs lichtschwächere Nebenlinien.

Hellgrüne Linie 546 $\mu\mu$ (am lichtstärksten): Dieselbe scheint die komplizierteste Zusammensetzung von allen bisher beobachteten Linien zu besitzen und aus etwa elf Linien zu bestehen.

Dunkelgrüne Linie 492 $\mu\mu$ (lichtschwach): Außer der Hauptlinie wenigstens vier Trabanten.

Blaue Linie 436 $\mu\mu$: Dieselbe besteht aus einer sehr großen Anzahl feiner, scharfer Trabanten; von einer Hauptlinie kann man kaum sprechen. Die Zahl der Linien ist wenigstens sieben.

Violette Linie 409 $\mu\mu$: Man beobachtet nur eine verwaschene, doppelt erscheinende Hauptlinie. Durch Photographieren kann man aber erkennen, daß die Linie aus wenigstens vier Komponenten von verschiedener Dicke und Helligkeit besteht.

Violette Linie 405 $\mu\mu$ (lichtschwach): Auch hier zeigt die Photographie mehr als die subjektive Beobachtung. Die Linie ist mindestens 5 fach.

Um eine Vorstellung von dem Aussehen der beschriebenen Interferenzen zu geben, sind in Fig. 9 die Spektra einiger gut sichtbarer Linien durch Zeichnung dargestellt; für die nahe benachbarten gelben Linien mußte ein sehr schmaler Spalt angewandt werden, um eine Trennung im Bilde zu er-

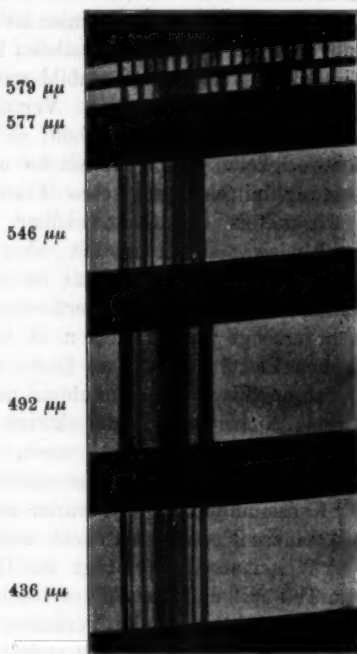


Fig. 9.

möglichen; für diese beiden Linien sind zwei aneinander grenzende „Spektra“, also zwei aufeinanderfolgende Ringe jedes Trabanten gezeichnet, während bei den anderen „Linien“ nur je eins wiedergegeben ist. Von der Wiedergabe der direkten Photographien der Linien muß hier abgesehen werden, da diese wegen ihrer Kleinheit nicht zur Reproduktion geeignet erscheinen. Der verschiedene Bau der beiden, einander so nah benachbarten gelben Linien ist ein deutlicher Beweis dafür, daß die Fehler der planparallelen Platte keinen nennenswerten Einfluß auf das Interferenzbild ausüben.

2. *Andere Lichtquellen.* Versucht man andere lichtstarke Metallspektren zu untersuchen, so stößt man hierbei auf eine Schwierigkeit. Die gewöhnliche und bequeme Art ihrer Erzeugung mittels elektrischer Flaschenentladungen ist nur in beschränktem Grade anwendbar, da die Spektrallinien im Funken zwar sehr lichtstark, aber auch sehr verbreitert auftreten. Diese Inhomogenität ist so bedeutend, daß in vielen Fällen überhaupt keine Interferenzen hohen Gangunterschiedes mehr erzeugt werden. So z. B. beobachteten wir an unserer dünnen Platte von 0,5 cm Dicke mit keiner der lichtstarken Linien des Kupfers, Aluminiums und Zinns Interferenzen. Im Eisen-, Nickel- und Zinkspektrum traten einzelne interferenzfähige Linien auf; diese waren aber von relativ geringer Intensität. Am meisten interferenzfähige Linien besaß noch der Kadmiumfunke; doch waren auch diese so wenig homogen, daß feinere Einzelheiten nicht unterschieden werden konnten.

Wie man weiß, hängt die Unschärfe der Spektrallinien zum Teil mit dem Druck des leuchtenden Dampfes zusammen. Ob dieses eigentümliche Verhalten durch Zusammenstöße der leuchtenden Metallionen mit anderen Teilchen bedingt ist, oder aber ob der vermehrte Druck das Entstehen neuer, den anfänglichen Schwingungen nahe benachbarter, immerhin aber diskreter Wellen veranlaßt, ist eine bisher nicht gelöste Frage. Jedenfalls besteht die Tatsache, daß mit kleiner werdendem Druck des leuchtenden Metaldampfes die ausgesandten Linien homogener werden, und daß sich im Vakuum die feinsten Spektrallinien erzeugen lassen.

Wir haben speziell das von einem, Kadmiumdampf enthaltenden Geißlerrohr entsandte Licht untersucht. Die Kadmium-

linien beanspruchen ein hervorragendes Interesse, denn sie liegen allen neueren Wellenlängenbestimmungen zu Grunde und sind von Michelson¹⁾ zur Ausmessung des Meters in Wellenlängen herangezogen worden. Ihre besondere Stellung verdanken sie dem Umstande, daß sie angeblich homogener sind als alle übrigen Lichtquellen, wenschon Michelson bei der blauen und grünen Linie je einen Trabanten beobachtet hat; die rote Linie ist nach den bisherigen Untersuchungen einfach.

Wir vermuteten, daß die Inhomogenität eine weitergehende ist, da die Kadmiumlinien, gerade so wie die bisher eingehender untersuchten Quecksilberlinien, im Magnetfeld ein anomales Zeemanphänomen erzeugen.²⁾ Wir haben schon früher die Vermutung ausgesprochen³⁾, daß die Anomalie des Zeeman'schen Phänomens im Zusammenhang stehen mag mit einem von vornherein vorliegenden, komplizierten Bau der betreffenden Spektrallinie. Im Falle des Kadmiums hat sich diese Ansicht durchaus bestätigt, und wir konnten an allen untersuchten Linien, analog wie beim Quecksilber, eine Reihe bisher nicht beobachteter Trabanten feststellen.

Im allgemeinen läßt sich sagen, daß die diskreten, im äußersten Vakuum erzeugten Kadmiumlinien weniger scharfe Interferenzen liefern, als dies beim Quecksilber der Fall ist. Es entspricht diese Tatsache der von Michelson schon als im großen und ganzen gültig erkannten Gesetzmäßigkeit, welche sich aus dem Dopplerschen Prinzip ergibt, daß die Homogenität der von verschiedenen leuchtenden Dämpfen emittierten Wellen um so größer ist, je größer das Atomgewicht. So nimmt das vor jedem einzelnen Trabanten einer Kadmiumlinie erzeugte Interferenzmaximum im allgemeinen eine größere Breite ein, und der zur Verfügung stehende enge Raum zwischen zwei aufeinander folgenden Interferenzmaximis derselben Welle vermag nicht soviel diskrete Streifensysteme aufzunehmen, wie bei der homogenen Strahlung des Quecksilbers.

1) A. A. Michelson, Trav. et Mém. du Bur. Intern. des poids et mesures 11. 1895.

2) A. A. Michelson, Astrophys. Journ. 7. p. 136. 1898.

3) O. Lummer u. E. Gehrcke, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin p. 17. 1902.

Mit diesem Umstande und mit der geringeren Intensität der Lichtquelle muß man rechnen, wenn es auffällig erscheinen sollte, daß wir beim Kadmium nur eine geringere Zahl von Trabanten beobachtet haben. Eine homogene Linie wurde nicht gefunden. So ließ z. B. die blaue Linie $480\ \mu\mu$ drei, die grüne Linie $508\ \mu\mu$ zwei, die rote Linie $644\ \mu\mu$ drei Trabanten deutlich erkennen. Die Größenordnung der Wellenlängendifferenz dieser Trabanten gegen die Hauptlinie ist jedenfalls größer als $\frac{1}{100\,000}$ der Wellenlänge.

Wenn Michelson auf Grund seiner Messungen z. B. die Wellenlänge der roten Kadmiumlinie zu

$$\lambda_R = 643,847\ 22\ \mu\mu$$

angibt, so kann dies nach unseren Beobachtungen nicht so verstanden werden, daß die Größe λ_R eine bis auf die letzte der angegebenen Dezimalen genau zu messende, physikalisch isolierbare Wellenlänge darstellt. λ_R ist auch nicht eine gewisse mittlere Wellenlänge eines kontinuierlichen Wellenlängenbezirkes von sehr schmaler, aber endlicher Ausdehnung, sondern allein eine Zahl, welche einen bestimmten „Schwerpunkt“ eines aus mindestens vier Komponenten gebildeten Linienkomplexes kennzeichnet. Der Schwerpunkt eines solchen Liniensystems hängt aber von der Beobachtungsmethode ab, die man anwendet; er muß mehr oder weniger ein anderer sein, je nachdem man Interferenzen verschieden hoher Gangunterschiede anwendet, und er muß wieder ein anderer sein, wenn man sich eines (sehr vollkommenen) Beugungsgitters bedient; im Falle der Interferenzen, wo sehr nahe benachbarte „Spektren hoher Ordnungen“ verwandt werden, können sich die von verschiedenen Trabanten erzeugten Streifensysteme verschiedener Ordnungen überlagern, während bei einem feinen Rowland-schen Beugungsgitter mit vielen Gitterstrichen, an welchem man in niedrigen Ordnungen beobachtet, eine Übereinanderlagerung nahe benachbarter Trabanten nicht eintreten kann.

Wir heben diesen Umstand deswegen hervor, weil bei allen Messungen, welche sich der Interferenzen hohen Gangunterschiedes bedienen und wo etwa das Fadenkreuz eines Fernrohrs auf die „Mitte“ eines mehr oder weniger verwaschenen Interferenzstreifens eingestellt wird, das Auftreten von mit den gewöhnlichen Dispersionsapparaten nicht wahrnehmbaren, hier

aber merklich werdenden Trabanten eine gefährliche Fehlerquelle bilden kann. Nach unseren Erfahrungen wird man jede mit den besten Gittern oder Prismenapparaten homogen erscheinende Spektrallinie mit Vorsicht aufzunehmen haben, und wir meinen, daß noch viele Spektrallinien sich in Bälde als kompliziert herausstellen werden, um so mehr als eine große Zahl von ihnen einen anomalen Zeeman-Effekt liefert.

Wenn Perot und Fabry¹⁾ neuerdings genaue Wellenlängenbestimmungen mittelst der Interferenzen hohen Gangunterschiedes ausgeführt haben und ihre von den älteren Rowlandschen Werten gefundenen Abweichungen durch Unvollkommenheiten der von Rowland benutzten Apparate zu erklären versuchen, so ist hier noch der Nachweis zu führen, daß die von ihnen gemessenen Linien auch wirklich homogen waren. Die gefundenen Differenzen beginnen tatsächlich erst in der 5. Dezimale und können möglicherweise in den verschiedenen Beobachtungsmethoden, nicht aber in der Mangelhaftigkeit der Apparate ihren Grund haben.

Charlottenburg, den 24. November 1902.

1) Ch. Fabry u. A. Perot, Ann. de chim. et phys. 25. p. 1—42. 1902.

(Eingegangen 26. November 1902.)

Nachtrag bei der Korrektur: Die von uns auf p. 473 gemachten Angaben über die Zahl der die einzelnen Spektrallinien begleitenden Trabanten sind nur als eine *untere* Grenze anzusehen. Ganz neuerdings haben wir an einer, ebenfalls von Hrn. Häcke geschliffenen Platte von 0,27 cm Dicke und 12 cm Länge, an welcher also eine größere Anzahl vielfach reflektierter Strahlen und demgemäß auch eine größere Schärfe der Interferenzen zu stande kommt, einige Beobachtungen angestellt. Es ergab sich, daß die gelbe Hg-Linie 579 aus 12, die andere gelbe Linie 577 aus 11, die grüne 546 sogar aus 21 Linien besteht. Die (lichtschwächere) dunkelgrüne Linie 492 ließ nur 3, die blaue 436 ließ 4 verwaschene, breite Trabanten deutlich erkennen, welche letzteren mit dieser dünnen Platte nicht weiter aufgelöst erscheinen. Man darf also wohl schließen, daß jeder technische Fortschritt in der Herstellung planparalleler Platten auch die Auflösungsfähigkeit und die Zahl der Trabanten erhöhen wird.

2.

Die Oberflächenspannung an der Grenze
wässriger Kolloidlösungen von verschiedener Konzentration;
von G. Quincke.¹⁾

B. Organische Kolloide.

§ 84. Wie die anorganischen Kolloide — Kieselsäure, Eisenoxydhydrat, Arsentrisulfid, Schwefel —, welche ich in §§ 63—83 beschrieben habe, bildet auch jedes organische Kolloid — Leim, Eiweiß, Tannin, Stärke — mit Wasser zwei Lösungen *A* und *B* von verschiedenem Wassergehalt mit einer merklichen Oberflächenspannung an der gemeinsamen Grenze. Ich werde im folgenden zeigen, daß mit dieser Oberflächenspannung eine große Reihe oft recht verwickelter Erscheinungen erklärt werden kann, welche die organischen Kolloide, in derselben Weise wie die anorganischen, zeigen. Ich werde die wasserarme Lösung *A* und die wasserreiche Lösung *B* desselben Kolloids mit Rücksicht auf die Oberflächenspannung der gemeinsamen Grenzfläche wieder der Kürze wegen als öltartige und wässrige Kolloidlösung bezeichnen.

§ 85. *Gallerte von Leim. Doppelbrechung. Frühere Arbeiten.* Eine Gallerte von aufgequollenem Leim, Gelatine, Hausenblase, Agar-Agar, hartgekochtem Hühnereiweiß, Gerbsäure, Stärke ist ein Gemenge von sehr dünnen festen oder flüssigen Lamellen aus wasserarmer, öltartiger Kolloidlösung *A*, mit einer anderen Flüssigkeit, wasserreicher Kolloidlösung *B*. Sie unterscheidet sich wesentlich von stark klebrigen Flüssigkeiten, wie Öl oder Pech, deren scharfe Kanten und Ecken allmählich rund werden, während die Gallerte scharfe Ecken und Kanten tagelang behalten.

1) G. Quincke, Fortsetzung von Ann.d. Phys. 7, p. 57—96, 631—682, 701—744. 1902; 9. p. 1—43, 793—836, 969—1045. 1902.

Die Lamellen der Gallerte sind von sehr geringer Dicke und oft unsichtbar.

Ich habe schon früher¹⁾ gezeigt, wie diese Auffassung in Übereinstimmung ist mit dem Widerstande der Gallerte gegen eindringende feste Körper, mit ihren elastischen Eigenschaften und ihrem Verhalten gegen durchgeleitete elektrische Ströme.

Die dünnen Lamellen der Schaumstruktur kann man häufig nicht sehen. Aber man kann auf ihr Vorhandensein schließen mit der Methode 1 des § 22 aus der Anordnung der kleinen Teilchen, die sich in den von den Lamellen gebildeten Schaumwänden festgesetzt haben.

Man kann für diese Beobachtungen künstlich feine feste Teilchen, wie Zinnober, in die geschmolzene Gallerte einrühren, oder die zufällig darin enthaltenen Körnchen und Luftbläschen benutzen. Zuweilen treten in Wasser mit Methylenblau oder Bismarckbraun Farbstoff speichernde Körnchen auf, die in den kreisförmigen Schaumkanten liegen und diese dadurch sichtbar machen.

Die für die Untersuchungen von Bakterien angefertigten Präparate mit 10 proz. Gelatine- oder 2 proz. Agar-Agar-gallerte, welche mir Hr. Geheime Hofrat Knauff freundlichst zur Verfügung stellte, zeigten diese Schaumkanten sehr gut.

In Gallerten von Gelatine, aufgequollenem Tischlerleim, Hausenblase oder Agar-Agar, in Gelée mit Wein- oder Fruchtsäften konnte ich mit dem Mikroskop kleine Teilchen oder Körnchen wahrnehmen, die in Kreisen oder Kreisbogen von 0,04—0,3 mm Durchmesser angeordnet waren, also auf den Kanten der schaubildenden Lamellen lagen. Doch kamen auch viel kleinere und größere Durchmesser der Kreise vor, als eben angegeben wurde.

Sehr häufig enthalten die Gallerten von Gelatine und Leim kleine doppeltbrechende Kristalle, welche mit gekreuzten Nicolischen Prismen im Gesichtsfelde des Mikroskopes als helle Pünktchen leicht zu erkennen sind. Dieselben erscheinen in Kreisen oder Kreisbogen angeordnet, wie die Sterne der Milchstraße oder die Sterne eines Nebelfleckes oder wie die Öllinsen²⁾

1) G. Quincke, Wied. Ann. 35. p. 578. 1888; 53. p. 616. 1894.

2) G. Quincke, Wied. Ann. 53. p. 619. 1894.

eines Ölschaumes, der sich durch die Einwirkung von Wasser auf ölsäure Alkalien gebildet hat.

Man muß hieraus schließen, daß die dünnen Lamellen, welche der Substanz die gallertartigen Eigenschaften verleihen und mit Randwinkeln von 120° zusammenstoßen, ursprünglich als flüssige Lamellen sich in der Grundflüssigkeit abgeschieden haben, wie die Öllamellen eines Ölschaumes.

Bei Gallerten aus Gelatine bestehen die ursprünglich flüssigen Schaumwände später aus fester Substanz, wie folgende Betrachtung zeigt.

Taucht man in eine Flüssigkeit mit einem Netzwerk aus flüssigen oder festen Schaumwänden eine Nadel und zieht sie wieder heraus, so wird das Netzwerk zu einem langen, mit Flüssigkeit benetzten Faden auseinander gezogen. Bei flüssigen Schaumwänden wird man langsam die Fäden zu beliebiger Länge ausziehen können. Bei festen Schaumwänden werden die Schaumwände brechen und die Fäden reißen, sobald sie eine bestimmte Länge erreicht haben.

Die Eigenschaft einer Flüssigkeit, beim Auseinanderziehen lange Fäden zu bilden, beweist also das Vorhandensein von sichtbaren oder unsichtbaren flüssigen Schaumwänden.

Bei warmen oder eben erkalteten wässerigen Lösungen von Leim oder Gelatine, die lange Fäden ziehen, sind die Schaumwände flüssig. Bei erkalteter Leimlösung oder erstarrter Gallerte, die keine Fäden zieht, sind die Schaumwände fest.

Daß die flüssigen Lamellen der Gelatinegallerte erst allmählich in den festen Zustand übergehen, folgt aus den Messungen von Fraas¹⁾, der bei Bändern und Stangen aus Gelatine erst 24 Stunden nach dem Gießen der Stangen vergleichbare elastische Zustände fand. Die aus der Dehnung der Gelatinebänder abgeleiteten Elastizitätskoeffizienten nahmen zu mit der in der Volumeneinheit enthaltenen Menge trockener Gelatine, und waren nahezu dieselben, wenn das Wasser der Gelatine durch Glyzerin oder durch Lösungen von Rohrzucker oder arabischem Gummi ersetzt wurde, während wässrige Lösungen von NaCl, KCl und CaCl₂ die Elastizität und Festigkeit in hohem Grade verringerten.

1) E. Fraas, Wied. Ann. 53. p. 1082. 1894.

Die Elastizität und Festigkeit der Gallerte hängt von der Anzahl der festgewordenen Schaumwände ab, die eine Flüssigkeit von unveränderlichem Volumen umschließen. Ein Teil dieser festen Schaumwände wird bei Zusatz von Salzlösung wieder flüssig oder zerstört, und dadurch wird die Elastizität und Festigkeit der Gelatinebänder vermindert.

E. Wiedemann und Lüdeking¹⁾ fanden ferner, daß feste Gelatine beim Aufquellen Wasser unter Wärmentwicklung aufnimmt, oder sich hydratisiert. Die Lösung der aufgequollenen Gelatine in Wasser war dagegen mit Wärmeabsorption verbunden, weil die festen Schaumwände der Gallerte aufgelöst wurden. Ebenso trat eine Wärmebindung ein, wenn aufgequollene Gelatine mit Kochsalzlösung übergossen wurde, weil dadurch ein Teil der festen Schaumwände der Gallerte gelöst wurde, in Übereinstimmung mit den Resultaten der Messungen von Fraas.

Dünne Lamellen, welche durch Eintrocknen von Tropfen verdünnter Leimlösung auf Quecksilber entstanden sind, werden am Rande faltig, also länger und dünner, weil die im Innern normal zur Oberfläche abgeschiedenen Schaumwände von ölartiger Leimlösung die obere und untere Tropfenoberfläche gegeneinander ziehen. Ohne diese Schaumwände würden die Leimtropfen beim Eintrocknen sich nach allen Richtungen gleichmäßig zusammenziehen, wie eine sich abkühlende Flüssigkeitsmasse.

Auf Quecksilber eingetrocknete Tropfen von dickerer Leimlösung geben durchsichtige feste Lamellen mit wulstigem Rande und zeigen Doppelbrechung mit optischer Achse normal zum Lamellenrande, wie wenn sie parallel der Peripherie eine Dehnung oder normal zum Rande eine Kompression erfahren hätten.²⁾ Die Doppelbrechung ist am Rande am größten und nimmt kontinuierlich nach der Mitte ab. Dies erklärt sich dadurch, daß das Wasser am Rande des Tropfens reichlicher verdampft als in der Mitte. Der Rand erstarrt zuerst. Die in der Leimmasse abgeschiedenen Lamellen von ölartigem

1) E. Wiedemann u. Ch. Lüdeking, Wied. Ann. 25. p. 148 u. 152. 1885.

2) G. Quineke, Wied. Ann. 35. p. 566 u. 567. 1888.

Leim treten zuerst am Rande der Leimmasse auf, sind hier dicker als im Innern und haben daher eine größere Oberflächenspannung als im Innern, sobald ihre Dicke kleiner als die doppelte Wirkungsweite der Molekularkräfte ist. Diese öltartigen Lamellen haften an dem festen äußeren Tropfenrand normal gegen die Tropfenoberfläche und ziehen durch Oberflächenspannung die noch flüssigen Teile der öltartigen Lamellen bei weiterem Eintrocknen nach dem Rande hin. Diese Zugkräfte erzeugen in der erstarrenden Leimmasse einen Druck normal zum Rande, bleiben bestehen, wenn die ganze Leimmasse erstarrt ist und erzeugen damit die Doppelbrechung, als ob die Lamelle parallel dem Rande eine Dehnung oder normal zum Rande eine Kompression erfahren hätte.

Schon Brewster¹⁾ hat 1816 gefunden, daß Leimgallerte mit viel oder wenig Wassergehalt bei Kompression oder Dilatation dieselben optischen Eigenschaften wie komprimiertes oder dilatiertes Glas annimmt; daß ein Streifen halberstarrter Leimgallerte, welcher im Zustand der Kompression oder Dilatation ganz erstarrt, dauernd doppeltbrechend bleibt; daß Hausenblasegallerte, in einem runden Glastrog eingetrocknet, zwischen gekreuzten Polarisationsapparaten ein dunkles Kreuz und farbige Ringe gibt, wie ein negativer Kristall.

Nach Bertin²⁾ sind Gelatineplatten auf Glasplatten eingetrocknet optisch negativ doppeltbrechend, als ob sie normal zur Oberfläche komprimiert wären.

F. Klocke³⁾ ließ Leimgallerte in Rahmen von 0,5 cm Höhe und 4 cm Durchmesser aus zusammengebogenen Blechstreifen eintrocknen. Die dadurch seitlich gespannten Leimplatten erwiesen sich zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen optisch zweiachsig. Beim Verschieben der Platten nahm der Achsenwinkel in der Richtung von der Mitte nach den Rändern stetig zu. Beim Zerschneiden behielt jeder abgetrennte Teil die Doppelbrechung, welche er im Zusammenhange mit der ganzen Platte besaß. Bei ungleichförmiger Kompression der

1) D. Brewster, Phil. Trans. 106. p. 172. 1816; Optics 2 ed. p. 243. 1835.

2) A. Bertin, Ann. de chim. et phys. (5) 15. p. 129. 1878.

3) F. Klocke, N. Jahrb. f. Min. 2. p. 262—263. 1881.

Platten von Leimgallerte erhielt man optisch zweiachsige Interferenzbilder mit variierendem Achsenwinkel.

C. Klein¹⁾ und Ben-Saude²⁾ haben die Erscheinungen an doppeltbrechenden Gelatineplatten eingehend untersucht und durch die Wirkungen der beim Eintrocknen erzeugten orientierten Spannungen der Gelatinemasse erklärt, deren Richtung von der Lage der Begrenzungsflächen abhängt.

Nach v. Ebner³⁾ zeigen aufgequollene Leimplatten ähnliche Doppelbrechung wie trockene Leimplatten. Getrockneter α -Leim (vgl. unten § 86) verliert nicht wieder die einmal erlangte Doppelbrechung, weder durch Zertrümmerung, noch durch einfache Imbibition mit Wasser, noch durch Zerkleinerung im imbibirten Zustand.

Diese Doppelbrechung der auf Glasplatten oder in Rahmen erstarrten und eingetrockneten Leimplatten erklärt sich ebenfalls durch die in der klebrigen Leimflüssigkeit von der Oberflächenspannung der ölartigen Schaumwände erzeugten Druckkräfte.

Ich habe an halbtrockenen Leimplatten häufig Doppelbrechung auftreten oder stärker werden sehen in der Nähe von Sprüngen, die eben entstanden waren. Die ölartigen Lamellen der wasserarmen Leimlösung A richten sich normal gegen die eben entstandene Oberfläche des Sprunges, die Zugkräfte werden parallel, die Spannungen in der benachbarten Leimmasse addieren sich, der Gesamtdruck normal zur Oberfläche wird größer, und bleibt, wie die von ihm hervorgerufene Doppelbrechung, auch nach dem vollständigen Erstarren.

Läßt man konzentrierte Leimlösung in Glas- oder Porzellanschalen eintrocknen, so reißen die Zugkräfte der entstehenden ölartigen Schaumwände im Innern der Leimmasse, die normal zur Leim- oder Schalenoberfläche gerichtet sind, häufig Stücke aus der festen Schalenmasse heraus oder zertrümmern diese.

Hardy⁴⁾ kühlte Gallerte mit 1,5 Proz. Gelatine unter dem Mikroskop ab und beobachtete bei $+1^{\circ}$ Bildung kleiner

1) C. Klein, Gött. Nachr. p. 484. 556. 561. 1882.

2) A. Ben-Saude, N. Jahrb. f. Min. 1. p. 68. 1882.

3) V. v. Ebner, Untersuchungen über die Ursachen der Anisotropie organisierter Substanzen p. 18 u. 25 mit eingehenden Literaturangaben. 8°. Leipzig 1882.

4) W. B. Hardy, Journ. of Physiol. 24. p. 189. 1899.

Tröpfchen von 0,0005 mm; bei -1° plötzliches Auftreten einer waben- oder schwammähnlichen Anordnung mit festen Zwischenwänden von 0,002 mm und Maschen von 0,02—0,03 mm; die aus dem Schwamm ausgepreßte Flüssigkeit enthielt 0,1 Proz. feste Substanz. Hardy unterscheidet drei Zustände: Gewöhnliche Gallerte von $26-1^{\circ}$; Tröpfchen und Waben mit Flüssigkeit bei $+1$ bis -1° ; und Gallerte mit Eiskristallen unter -1° .

Gallerte mit 2 Proz. Agar zeigte bei -5° Tröpfchen von 0,0005 mm Durchmesser, bei $-5,75^{\circ}$ Schwammbildung.

Beim Erwärmen sah Hardy die Tröpfchen sofort, den Gallertzustand und das schwammige Gefüge erst bei 26° verschwinden für Gelatine, und bei 75° für Agar.

Bütschli¹⁾ fand beim Eintrocknen von Würfeln aus Leimgallerte, daß sich die Würfelflächen nach der Würfelmitte hinzogen und eine hohle vierseitige Pyramide bildeten. Diese hohlen Pyramiden waren mir schon seit vielen Jahren bekannt. Die Verdunstung ist an den Würfelkanten am stärksten. Diese erstarren zuerst. Die Lamellen von öltartiger Leimlösung *A* haften an diesen festen Würfelkanten und ziehen sich und die von ihnen eingeschlossene wasserreichere Leimlösung *B* durch Oberflächenspannung nach den Würfelkanten hin.

Ähnlich wie bei Kieselsäurehydrat und Metallsilikaten in Wasser mehrere öltartige Flüssigkeiten (mit verschiedenem Wassergehalt) entstehen, an deren Grenzfläche mit der umgebenden wässerigen Flüssigkeit sich zahlreiche Luftblasen abscheiden, scheinen sich auch beim Eintrocknen der Leimgallerte nacheinander verschiedene öltartige Flüssigkeiten *A* zu bilden, vielleicht Leimhydrate mit verschiedenem Wassergehalt. Bütschli beobachtete beim Eintrocknen der Würfel aus Leimgallerte, daß für einen bestimmten Wassergehalt sich zahlreiche Luftblasen im Innern der Leimgallerte abschieden. Ich glaube, daß diese sich an der Grenze von Lamellen aus öltartiger Leimlösung *A* und wässriger Leimlösung *B* abgeschieden haben, wie man dies häufig findet an der Grenze zweier Flüssigkeiten mit verschiedenem Absorptionsvermögen für Luft.

1) O. Bütschli, Abhandl. d. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen 1895. p. 3 u. 6.

Diese wasserarme öltartige Leimlösung *A* habe ich auch bei Auflösung von festem β -Leim in Wasser beobachten können, wie am Schlusse von § 86 näher auseinander gesetzt ist.

§ 86. *α -Leim und β -Leim.* Wird eine 10—20 proz. Lösung von reiner Gelatine in Wasser 12—24 Stunden lang in einem Wasserbade auf 100° erhitzt und dabei das verdampfende Wasser ersetzt oder durch einen Rückflußkühler zurückgehalten, so erstarrt diese Leimlösung nach dem Erkalten nicht mehr zu einer Gallerte, wie M. Traube¹⁾ gezeigt hat. Ich werde mit Traube die so erhaltene flüssige Modifikation β -Leim nennen, zum Unterschiede von dem gewöhnlichen gelatinierenden α -Leim.

Wässrige Lösungen von β -Leim bilden beim Abkühlen keine Gallerte, weil die flüssigen Scheidewände von öltartiger wasserarmer Leimlösung *A* fehlen, die aus Lösungen von α -Leim bei gleicher Konzentration abgeschieden werden und erstarren.

Beim Erhitzen der klaren Leimlösung auf 100° fällt eine geringe Menge unlöslicher Substanz aus, die unter dem Mikroskop als Schaummassen oder Kugelschalen mit doppelt kontourierten Wänden erscheint. Die Kugelschalen und Schaumwände speichern aus Wasser mit Methylenblau den Farbstoff auf, und färben sich tiefblau.

Eine frisch filtrierte klare Lösung mit 20 Proz. α -Leim scheidet auch noch nach einiger Zeit unlösliche Schaummassen ab bei 100°. Diese Leimlösung ist also eine kolloidale oder falsche Lösung, eine trübe Lösung mit unsichtbaren, darin schwebenden flüssigen, öltartigen Massen, ähnlich wie eine Lösung von Kieselsäure in Wasser (§ 64).

Ein Tropfen β -Leim mit der durch Kochen ausgefallten Substanz auf einem Deckglas eingetrocknet, quillt in Wasser mit Methylenblau auf, und zeigt zahlreiche Schaumkugeln im Innern.

Läßt man zu einer 20 proz. Lösung von β -Leim in einem Glasröhrchen (6 × 1 mm) unter einem Deckglas Wasser treten, so zeigen sich unter dem Mikroskop dicke helle Schlieren mit

1) M. Traube, Reichert u. du Bois-Reymonds Archiv p. 96. 1867; Gesammelte Abhandlungen p. 221. 8°. Berlin 1899.

Neigungswinkeln von 120° , die allmählich in Winkel von 30° und weniger übergehen, während einzelne Schlieren dicker werden und verschwinden (Fig. 120, *f, g, h*). 40 proz. Lösung von β -Leim, in einer Porzellanschale mit Wasser übergossen, zeigt ebenfalls dicke Schaumwände mit Neigungswinkeln von 120° , die sich dann unter Änderung der Neigungswinkel zu einer klaren Flüssigkeit auflösen. β -Leim und Wasser bilden also zwei Flüssigkeiten *A* und *B* mit einer Oberflächenspannung an der gemeinsamen Grenzfläche, die bei weiterem Zutritt von Wasser kleiner wird und verschwindet.

Eine Lösung von β -Leim läßt sich im Wasserbade weiter eindicken und bildet bei gewöhnlicher Temperatur mit einem Leimgehalt von 52,6 Proz. eine trübe, sehr klebrige Flüssigkeit vom spezifischen Gewicht 1,182. Bei noch größerer Konzentration gelatiniert die warme Flüssigkeit beim Erkalten und trocknet schließlich zu einer festen gelblichen Masse ein.

Ich fand für klare Lösungen von β -Leim in Wasser folgende spezifischen Gewichte und Brechungsexponenten n_D für Natronlicht. Daneben steht das spezifische Gewicht und der Schmelzpunkt für Lösungen von gelatinierendem α -Leim, der Schmelzpunkt nach den Messungen von Fraas.¹⁾ Die Tabelle ist bequem, um aus dem spezifischen Gewicht den Prozentgehalt von Leimlösungen zu bestimmen.

Proz.	Wässrige Lösungen von			
	β -Leim		α -Leim	
	Spez. Gew.	n_D	Spez. Gew.	Schmelzpunkt
5	1,014	1,339	1,014	31,2°
10	1,030	1,350	1,028	32,25
20	1,060	1,356	1,054	33,8
30	1,094	1,380	1,088	35,2
40	1,132	1,438	1,122	38,0
50	1,172	1,478	1,166	40,2
100	1,311*	1,500*	1,368*	—
100	1,315**	(1,539)**	—	—

* Lufttrocken.

** Bei 100° getrocknet.

1) E. Fraas, Wied. Ann. 53. p. 1073. 1894.

Spezifisches Gewicht und Brechungsexponent n_D nehmen mit dem Leimgehalt zu.

Lösungen von β -Leim auf fettigen Quecksilberflächen eingetrocknet, geben Lamellen ohne Randfalten und ohne Doppelbrechung, weil β -Leim weniger oder gar nicht Schaumwände im Innern bildet, als α -Leim. α -Leim mit Schaumwänden im Innern hat ein größeres spezifisches Gewicht als β -Leim ohne Schaumwände.

β -Leim, der in 5 proz. Gerbsäurelösung aufgequollen war, und dadurch im Innern Schaumwände erhalten hatte (vgl. unten § 99), zeigte Doppelbrechung mit optischer Hauptachse normal zur Oberfläche.

Lösungen von *Hausenblase* oder *Agar-Agar*, auf Quecksilber eingetrocknet, bilden Lamellen mit Randfalten und zeigen negative Doppelbrechung, wie Lamellen von α -Leim, bilden also wie dieser bei zunehmender Konzentration öltartige Schaumwände, welche die obere und untere Fläche der Lamelle gegeneinander ziehen.

§ 87. *Wässerige Lösungen von α -Leim (Gelatine)*. Tropfen wässriger Lösungen mit 5, 10 oder 20 Proz. Gelatine zeigten beim Eintrocknen auf Quecksilber (§ 66, Fig. 89) am Boden der Gelatinelösung radiale Streifen oder Schlieren von 0,5 mm Breite mit schwachen Anschwellungen, Einschnürungen und Querwänden. Die eingetrockneten Lamellen hatten Randfalten. Wurden sie mit einer Nadelspitze oder einem Objektträger von Quecksilber abgehoben, so haftete das Quecksilber an den Rändern der radialen Streifen und ließ feine Linien mit Neigungswinkeln von 120° und Schaumwände erkennen, oder konische Röhren mit Anschwellungen und Querwänden (vgl. Fig. 32, *a*, § 29; Fig. 91, *e* und Fig. 92, *b*, § 66), welche die Röhrenwand normal oder unter Winkeln von 120° trafen, je nachdem sich die Querwände aus öltartiger Leimlösung *A* an die schon erstarrte oder an die noch flüssige Röhrenwand angesetzt hatten. Beim Eintrocknen erschien keine milchig trübe Flüssigkeit, wie bei Kieselsäure (§ 66), Eisenoxydhydrat (§ 73) oder Eiweiß (§ 89, 90).

Wie schon oben (§ 85) bemerkt wurde, geben wässrige Lösungen von Gelatine, mit Quecksilber eingetrocknet, Lamellen mit Randfalten. Die Mitte der eingetrockneten Lamelle war

zuweilen trübe und der sie umgebende Rand klar. Die Mitte bestand also aus einem Gemisch zweier Substanzen von verschiedener Lichtbrechung. Die eingetrockneten Tropfen zeigen negative Doppelbrechung mit optischer Achse parallel dem Radius, als ob die Leimmasse parallel dem Tropfenradius komprimiert wäre, wie Glas.

Ähnliche Doppelbrechung zeigen Tropfen von 5, 10, 20 proz. Gelatinelösung nach dem Eintrocknen auf einem Objektträger. Die Doppelbrechung nimmt im allgemeinen mit der Dicke der erstarrten Leimmasse zu, ist am Rande der erstarrten Tropfen stark, in der Mitte schwach und oft nicht wahrzunehmen.

Der größte Gangunterschied δ der beiden Lichtwellen betrug 0,2—0,5 λ und lag nicht am Rande des erstarrten Tropfens, sondern ein wenig vom Rande entfernt. Zuweilen wechselt der Gangunterschied δ periodisch bei den auf Quecksilber erstarrten Leimtropfen vom Rande nach der Mitte zu.

Liegt eine Luftblase in dem erstarrten Leim, so ist der Leim in der Nähe der Luftblase doppeltbrechend. Zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen erscheint am Rande der Luftblase das Kreuz der Sphärokrystalle, und die Farbe einer Gipsplatte von λ wird in der Nähe der Luftblase geändert, als ob der Leim normal zur Oberfläche der Luftblase komprimiert wäre.

Bringt man auf die Mitte des auf Quecksilber oder auf einem Objektträger erstarrten Leimtropfens einen kleinen Wassertropfen, so erscheint nach dem Verdampfen des Wassers ein kleiner Kreis mit schwacher Doppelbrechung von einem schmalen Ringe mit starker Doppelbrechung umgeben. Mit gekreuzten Nicols erscheint das dunkle Kreuz der Sphärokrystalle und die Farbenänderung einer gleichzeitig eingeschalteten Gipsplatte zeigt, daß der Leim in der Richtung des Radius komprimiert ist.

Wurde eine Platte, die aus 5 proz. Gelatinelösung auf Quecksilber nahezu eingetrocknet war, mit der Schere durchgeschnitten, so zeigte sie in der Nähe der Schnittränder keine Doppelbrechung.

Die trüben Massen, welche beim Eintrocknen der wässerigen Lösungen von Kieselsäure oder Eiweiß ausgeschieden werden, scheinen bei Leimlösungen zu fehlen, weil bei diesen Brechungs-

exponent und Farbe der ölartigen und wässerigen Leimlösung nur sehr wenig voneinander verschieden sind. Auch zeigt Leimlösung beim Eintrocknen auf Glasplatten nur selten Risse, wie Kieselsäure, Eiweiß, Tannin oder Stärke, an welchen man die Lage der abgeschiedenen Lamellen von wasserarmer Kolloidlösung erkennen kann (vgl. § 68 Fig. 93, 94).

Man kann die, den trüben Massen entsprechenden, Ausscheidungen aber mit einigen Kunstgriffen doch wahrnehmen an Tropfen von Leimlösung, die auf einem Objektträger erstarrt und eingetrocknet sind. Die Oberfläche solcher Tropfen ist nicht glatt, sondern gewellt und läßt im reflektierten Licht Kugelflächen oder gewundene Röhren von etwa 0,5 mm Durchmesser mit Anschwellungen und Einschnürungen erkennen.

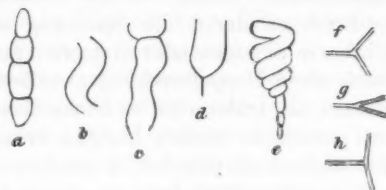


Fig. 120.

Die Unebenheiten sind größer bei konzentrierter Leimlösung, als bei verdünnter und rühren davon her, daß die wasserarme und wasserreiche Leimlösung *A* und *B*, in welche sich die scheinbar homogene Kolloidlösung bei zunehmender Konzentration scheidet, beim weiteren Eintrocknen sich verschieden stark zusammenziehen. Die Ränder der Unebenheiten oder Höcker entsprechen den Rissen bei Kieselsäure und Tannin.

Unter dem Mikroskop erscheint das Innere des erstarrten Leimtropfens homogen. Zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen erkennt man aber, wenn die Lamelle aus konzentrierter Leimlösung entstanden ist, bei sehr schwacher Vergrößerung weißliche Massen, konische Röhren von 0,8—0,3 mm Durchmesser mit Anschwellungen, Einschnürungen und Schraubenwindungen (Fig. 120, *a—e*) oder Schneckenhäuser oder dickwandige Schaummassen, wie ich sie bei wässerigen Lösungen von Kieselsäure, Eisenoxydhydrat oder Schwefel beschrieben habe (Fig. 91, *b, e, h*; Fig. 92, *a*; Fig. 96, *m*; Fig. 115, *a*),

und wie wir sie auch später bei wässerigen Lösungen anderer organischer Kolloide wiederfinden werden. Beim Senken des Mikroskopes um 3 oder 4 mm erschienen zarte Lichtlinien, die zusammentreffen wie die Kanten eines Seifenschäumens mit dünnen Schaumwänden, und damit Blasen oder gewundene Röhren mit Anschwellungen und Querwänden oder Schaumkammern von 0,3 mm mit kugelförmigen Schaumwänden erkennen lassen. Die Lichtlinien rühren her von Leimmassen mit kleinerem Brechungsindex als die umgebende Grundmasse und laufen parallel den Umrissen der Röhren, Blasen oder Schaumzellen, welche sich aus der homogenen Leimlösung ausgeschieden und diese Formen unter dem Einfluß der Oberflächenspannung an der Grenze mit der umgebenden Flüssigkeit angenommen haben. Diese Leimmassen sind schwach doppeltbrechend durch die Spannung der in ihnen liegenden unsichtbaren flüssigen oder erstarrten Schaumwände, und werden durch diese Doppelbrechung zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen als trübe oder weißliche Massen sichtbar.

Leimlösung, in einem großen Uhrglas erkaltet und erstarrt, hat keine horizontale Oberfläche, sondern eine gewellte Oberfläche, aus denselben Gründen, wie der auf einer Glasplatte erstarrte Leimtropfen. In dem von der Leimoberfläche reflektierten Licht erscheint eine gerade Fenstersprosse oder Lichtlinie wellenförmig oder schraubenförmig. Läßt man parallele Strahlen von Sonnenlicht oder elektrischem Bogenlicht von der Leimoberfläche auf eine in passender Entfernung aufgestellte weiße Wand reflektieren, so wirkt die Leimoberfläche wie ein Japanischer Spiegel (§ 65), und es erscheinen helle Linien mit Neigungswinkeln, wie sie die Flächen und Kanten flüssiger oder erstarrter Schaummassen zeigen. Diese Schaumzellen lassen sich auch mit bloßem Auge wahrnehmen bei passender Beleuchtung an der Grenze von dunklem Hintergrund, bei gewöhnlichem an der Leimoberfläche reflektierten Licht oder im durchgehenden Licht als Schlieren im Innern der Leimmasse.

5proz. filtrierte Gelatinelösung trocknete in einem Uhrglas zu einer klaren festen Lamelle ohne Sprünge ein. Im reflektierten Licht und noch besser im durchgehenden Licht (bei Beleuchtung mit parallelem Sonnen- oder elektrischem Bogenlicht) erkennt man wieder Zonen von 4 mm Breite parallel dem

Umfang, welche als helle Linien hervortreten. Auf den Zonen liegen wieder viele radiale helle Linien, die in den äußeren Zonen 2 mm Abstand haben. Am äußeren Rande der äußeren Zonen waren kugelförmige oder wellenförmige Schlieren von größerer Lichtbrechung verteilt. Öartige wasserarme Leimlösung *A* hatte sich also periodisch abgeschieden.

Dünne Schichten filtrierter Gelatinelösung trocknen auf einem Objektträger zu einer festen dünnen Lamelle von α -Leim ein, deren Oberfläche im reflektierten Sonnenlicht ebenfalls wie ein Japanischer Spiegel wirkt. Die Scheidewände von öartiger Flüssigkeit treten als helle Linien hervor, oft mit Neigungswinkeln von 120° . Die hellen Linien zeigen kugelförmige Anschwellungen, sind zuweilen konzentrisch um eine Kernblase angeordnet, oder verlaufen normal oder parallel zum Lamellenrande in Wellenlinien. Diese dünnen Lamellen von α -Leim zeigten keine Sprünge.

Bei Zusatz von Wasser zu den erstarrten oder halberstarrten Leimmassen unter einem Deckglas habe ich niemals eine Entwicklung von Luftblasen wahrgenommen, welche bei Kieselsäure sehr stark, bei Eiweiß merklich ist. Läßt man aber reine oder salzhaltige Gelatinelösung in dünnwandigen Glasfäden erstarren, schneidet mit dem Glasmesser kurze Stücke ab, und legt sie in Wasser, so erscheint meist an der Grenzfläche von Gelatine und Wasser eine größere Luftblase, die sich durch die in der umgebenden Flüssigkeit absorbierte Luft noch vergrößern kann. Da nun auch sonst Kieselsäure, Eiweiß und Leim ein ähnliches Verhalten zeigen, so möchte ich vermuten, daß die im Leim vorhandenen flüssigen oder festen Schaumwände auch größere Mengen Luft absorbiert enthalten, die bei Wasserzusatz in unsichtbaren Blasen von den (unsichtbaren) Schaumwänden entweicht und erst nach der Vereinigung zu einer größeren Luftblase sichtbar wird.

Sphärokristalle von 0,03 mm, die um eine Kernblase von 0,008 mm radial angeordnete Schaummassen enthielten, mit Doppelbrechung und verschiedener Auslöschungsrichtung habe ich in den auf Glasplatten erstarrten Leimtropfen gelegentlich beobachtet. Auch Ben Saude¹⁾ hat von erstarrten Gelatine-

1) A. Ben Saude, N. Jahrb. f. Min. 1. 1882. Taf. II. Fig. 27.

würfeln zwischen gekreuzten Nicol'schen Prismen eine Abbildung gegeben, welche auf den Diagonalen der Würfelflächen Röhren mit Anschwellungen und Schraubenwindungen und am Kreuzungspunkt der Diagonalen einen kugelförmigen Sphärökristall mit schwarzem Kreuz erkennen läßt.

Wässrige Lösungen von β -Leim. β -Leimlösung auf Quecksilber eingetrocknet gibt Lamellen ohne Randfalten und ohne Doppelbrechung. Auf Glasplatten eingetrocknete Tropfen von β -Leim sind ebenfalls einfach brechend, weil die Schaumwände von öartiger wasserarmer Leimlösung *A* nicht so zahlreich sind wie bei α -Leim. Daß dieselben aber doch bei β -Leim vorhanden sind, erkennt man in den kreisförmigen Sprüngen von 2—4 mm Durchmesser, welche in dünnen auf Glasplatten eingetrockneten Lamellen von β -Leim nach langer Zeit auftreten und meist unter Winkeln von 90° , seltener von 120° aufeinander treffen, ähnlich den Sprüngen der dünnen Kieselsäurelamellen, Fig. 94, § 68. Wie bei Kieselsäure zieht sich die wasserarme öartige Leimlösung *A* anders zusammen, als die wasserreiche Leimlösung *B* und an der Grenzfläche beider entsteht der Sprung. Setzen sich die öartigen Lamellen an flüssige öartige Lamellen mit gleicher Oberflächenspannung an, so stoßen drei Lamellen unter Winkeln von 120° in einer Schaumkante aneinander, während neue flüssige Lamellen an alte schon erstarrte Lamellen normal ansetzen.

In einem Tropfen von β -Leimlösung auf einer Glasplatte scheiden sich beim Eintrocknen die öartigen Lamellen periodisch parallel dem Umfang und parallel dem Radius aus und bilden hohle Röhren mit Anschwellungen oder hohle Blasen und Schaumflocken. Sie zeigen dieselben Formen und Erscheinungen, wie ich sie früher Fig. 86, *a*, *b*, § 64 für Tropfen reiner Kieselsäurelösung abgebildet und beschrieben habe, und wie man sie auch bei β -Eiweiß beobachten kann (§ 91). Diese Tropfen von Kieselsäure, β -Leim, β -Eiweiß haben den Bau der Sphärökristalle oder Myelinformen, aber mit größeren Schaumzellen. Es bilden sich um so größere Schaumzellen, je weniger öartige wasserarme Leimlösung ausgeschieden wird, ähnlich wie bei Kieselsäure.

Nach Jahren zeigen sich am Rande dieser auf Glasflächen eingetrockneten Tropfen von β -Leim feine kreisförmige oder

gerade Sprünge, ähnlich wie in Fig. 93, § 68 bei Kieselsäure, mit Neigungswinkeln von 90° , oder 120° , oder 60° , je nach der Geschwindigkeit, mit der das Wasser verdampft ist.

§ 88. *Eiweiß. Frühere Arbeiten.* Lamellen aus Tropfen von filtriertem Hühnereiweiß, Blutserum oder Planzeneiweiß, durch Eintrocknen auf Quecksilber erhalten, zeigen Randfalten¹⁾, enthalten also wie Leimlamellen Schaumwände, welche sich beim Eintrocknen ausgeschieden, die obere und untere Tropfenfläche gegeneinander gezogen haben und den Tropfenrand dadurch länger und dünner gemacht haben.

Diese Schaumwände erklären auch die Fäden, welche man mit einer Nadel aus einer Eiweißlösung, einer flüssigen Gallerte, herausziehen kann.

Ehrenberg²⁾ erschien das durch Erhitzen koagulierte Eiweiß „wie dicht aneinander gedrängte, durch Entweichen von Wasser nur kontrahierte, verdichtete Kügelchen“.

Bei geronnenem Hühnereiweiß oder Blutserum konnte ich mit dem Mikroskop, wie bei Leimgallerte, kleine Teilchen oder Körnchen wahrnehmen, die in Kreisen oder Kreisbogen von 0,04—0,3 mm Durchmesser angeordnet waren. Doch kommen auch viel größere und kleinere Durchmesser der Kreisbogen vor, als eben angegeben wurde.

Bei 10 Jahre altem Blutserum schien der Durchmesser der Kreise etwa 6 mal größer, als bei frisch erstarrtem Blutserum, als ob ein Teil der flüssigen Schaumwände während dieser langen Zeit verschwunden oder geplatzt wäre.

Diese Kreise oder Kreisbogen sind die Kanten der dünnen Schaumwände, die noch flüssig sind, oder flüssig gewesen sind.

E. Wiedemann und Lüdeking³⁾ fanden bei dem Einweichen von trockenem Eiweiß mit wenig Wasser Temperaturerniedrigung, beim Koagulieren von Eiweiß durch Säurezusatz eine Temperaturerhöhung. Wie bei der Gelatine ist auch beim Eiweiß die Wasseraufnahme oder Hydratation mit Temperaturerniedrigung verbunden. Die Wärmeentwicklung beim Koagulieren deutet auf Bildung von festen Schaumwänden,

1) G. Quincke, Wied. Ann. 35. p. 567 u. 570. 1888.

2) C. G. Ehrenberg, Pogg. Ann. 39. p. 102. 1896.

3) E. Wiedemann u. Lüdeking, Wied. Ann. 25. p. 152. 1885.

wofür auch die Elastizität und Festigkeit des koagulierten Eiweiß zu sprechen scheinen.

Filtriertes Hühnereiweiß ist eine „falsche“ Lösung, wie Kieselsäure in Wasser gelöst, mit vielen in wasserreicher Eiweißlösung *B* schwebenden Blasen, die mit einer Membran von öltartiger wasserarmer Eiweißlösung *A* bekleidet sind. Wie bei dem Buttern durch mechanische Erschütterung die Fettkügelchen der Milch zum Zusammenfließen gebracht werden, so können auch die Blasenhüllen von öltartigem Eiweiß zusammenfließen zu aneinander hängenden Schaumkammern. Das Eiweiß ist koaguliert. Ramsden¹⁾ hat gefunden, daß alle Arten Albumin, Eieralbumin, Eierglobulin, Vitellin, Serumalbumin, Fibrinogen, Kartoffeleiweiß und vegetabilisches Vitellin aus Kürbissamen durch Schütteln in den „festen Aggregatzustand übergeht und koaguliert“. Der feste Aggregatzustand Ramsdens ist aber nur scheinbar durch die Bildung zusammenhängender flüssiger öltartiger Lamellen von Eiweiß erzeugt worden, da in der koagulierten Flüssigkeit mitunter „eine schöne netzartige Zusammensetzung zu bemerken ist“ und diese Koagula immer verschieden sind von den durch Hitze erhaltenen, indem sie viel schneller wie diese durch verdünnte Säuren und Basen aufquellen und sich bei einer Temperatur von 100° ändern.

An den flüssigen öltartigen Schaumwänden von Hühnereiweiß scheidet sich, wie überhaupt an der Grenzfläche zweier heterogener Flüssigkeiten, absorbierte Luft ab und befördert dadurch, wie ich früher gezeigt habe²⁾, die Bildung fester Schaumwände von Eiweiß. Ich fand aber auch, daß kleine Mengen dieser festen Schaumwände durch Umrühren in dem Hühnereiweiß wieder gelöst wurden, d. h. durch Berührung mit einer größeren Anzahl von Blasenhüllen aus flüssigem Eiweiß sich auflösten.

Daß Hühnereiweiß mit Sauerstoff eine neue chemische Verbindung eingeht, folgt auch aus den Versuchen von Hardy³⁾, welcher Hühnereiweiß mit 8 Vol. Wasser mischte, filtrierte

1) W. Ramsden, Du Bois' Arch. 1894. p. 532ff.

2) G. Quincke, Wied. Ann. 35. p. 623. 1888.

3) W. B. Hardy, Journ. of Physiol. 24. p. 291. 1899.

und kochte. Die suspendierten Eiweißteilchen zeigten beim Durchleiten eines elektrischen Stromes von 105 Volt elektrische Fortführung zur Anode, bildeten an der Anode ein weißes Koagulum und wurden nun vom elektrischen Strom zur Kathode getrieben.

Mein Sohn Dr. Friedrich Quincke hat 1888 im hiesigen physikalischen Institut filtriertes Hühnereiweiß mit $\frac{2}{3}$ Vol. Wasser verdünnt und zwischen Platinelektroden mit einer viergliedrigen Chromsäurekette elektrolysiert. Die an der Anode und Kathode entwickelten Gase wurden in Glasglocken aufgefangen und analysiert. An Anode und Kathode schied sich eine große Menge einer weißen filzigen Masse ab, die von den Elektroden mit einem Glasstab losgestoßen werden mußte, um den elektrischen Strom nicht zu unterbrechen. Unter dem Mikroskop erschienen die filzigen Lappen an der Anode zäher und membranreicher, als an der Kathode. An der Kathode entwickelte sich mehr Gas, als an der Anode. Die Analyse im Eudiometer ergab:

An der Anode	An der Kathode
72,8 Vol. Sauerstoff	62,5 Vol. Wasserstoff
16,6 „ Kohlensäure	34,5 „ Stickstoff
10,6 „ Stickstoff	1,9 „ Sauerstoff
<hr/> 100,0	<hr/> 1,0 „ Kohlensäure
	99,9

Unter dem Einfluß des elektrischen Stromes wurden die suspendierten Blasen gegeneinander getrieben, die Blasenhüllen vereinigen sich zu aneinander hängenden Schaumwänden, welche sich unter dem Einfluß des an der Anode entwickelten Sauerstoffs in feste Substanz verwandeln.

Diese Versuche bestätigen also das oben gefundene Resultat, daß sich bei Einwirkung von Sauerstoff auf Hühnereiweiß eine neue feste Substanz in dünnen zusammenhängenden Lamellen abscheidet.

§ 89. *Eiweiß auf Quecksilber eingetrocknet.* Läßt man einen Tropfen filtriertes Hühnereiweiß auf Quecksilber eintrocknen in der § 66 beschriebenen Weise, so bemerkt man am Boden des Tropfens radiale Schlieren oder Wellenlinien, die bald näher, bald weiter voneinander verlaufen, zuweilen auch

schraubenförmig umeinander gehen (Fig. 121, *a, b*), wie die schraubenförmigen Röhren der Kieselsäureschäume (§ 69, Fig. 95, *a, b*) an den Kreuzungspunkten zusammenfließen, und dann nach einiger Zeit in konische oder zylindrische Stäbe oder Röhren mit Anschwellungen und Einschnürungen von 0,8—0,5 mm Durchmesser verwandelt sind (Fig. 121, *b, c, d, e*). An den engsten Stellen der dadurch gebildeten Abteilungen von 2—3 mm Länge treten auch wohl ebene oder kugelförmige Querwände auf mit Neigungswinkeln von 120° oder 90° gegen die benachbarten Wandstücke, je nachdem sie sich an flüssige Wände ähnlicher Art, oder an schon halb oder ganz erstarrte Wände angesetzt haben.

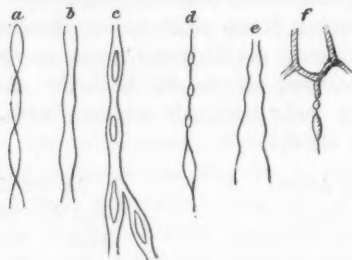


Fig. 121.

Die radialen Schlieren oder Wellenlinien treten zuerst am Rande des Tropfens auf und rücken nach der Mitte fort. Die Schlieren oder Röhrenwände zeigen die Neigung, sich zu kugligen Tropfen oder Blasen zusammenzuziehen, oder Schaumkammern zu bilden (Fig. 121, *e, f*), bestehen also aus ölartiger Flüssigkeit mit Oberflächenspannung.

Blutserum verhält sich ähnlich wie Hühnereiweiß, bildete aber engere Röhren wie dieses, von etwa 0,2 mm Durchmesser.

Bei Serum von Rinderblut beobachtete ich während des Eintrocknens auf reinem Quecksilber eine plötzliche Verbreiterung des Tropfens von 20 auf 45 mm Durchmesser. Es hatte sich also plötzlich mit zunehmender Konzentration eine Flüssigkeit mit kleinerer Kapillarkonstante gebildet.

Oft erkennt man zwei Systeme Schlieren parallel dem Radius und parallel dem Umfang des Tropfens, die sich unter

Winkeln von 90° , 120° oder auch unter spitzen Winkeln schneiden.

An der Stelle der Schlieren treten später die dicken Wände zylindrischer oder konischer Röhren mit Anschwellungen, Querwänden und Schraubenwindungen (Fig. 122, *b*, *h*, *a*, *c*) oder der Form von Schneckenhäusern (Fig. 122, *d*, *e*) auf. Verbindende Teile der einzelnen Windungen einer Schraube sind zuweilen unsichtbar oder treten erst später allmählich

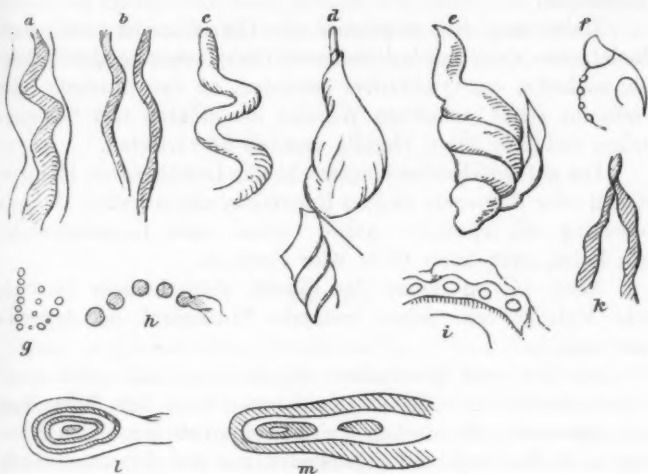


Fig. 122.

hervor, wenn sich durch Kontaktwirkung neue ölartige Eiweißlösung *A* an die schon vorhandenen unsichtbaren Lamellen anlagert.

Die dicken Wände (Mizellenwände) erscheinen oft in parallelen Schichten (Fig. 122, *l*, *m*), indem sich die ölartige Eiweißlösung *A* in Zwischenräumen, oder periodisch abscheidet.

Dieselbe periodische Abscheidung erklärt auch die Zonen mit und ohne Linsen, welche in regelmäßiger Anordnung in der Nähe des Tropfenrandes (Fig. 122, *i*) parallel mit diesem auftreten.

In den dicken Wänden entstehen linsenförmige Erweiterungen (Fig. 122, *f*) und neue Schaumkammern.

Die dicken Wände verwandeln sich dann in Massen von nebeneinander gelagerten Kugeln oder Blasen (Fig. 122, *g, h*) oder aneinander hängende Schaumzellen mit dünnen Wänden. Die dünnen Wände können sich normal gegen die freie, von Luft begrenzte Oberfläche des Blutserums ansetzen, und nach unten offene Schaumkammern bilden.

Die dünnwandigen Schaumzellen bilden wieder kegelförmige Röhren mit Einschnürungen, Anschwellungen und Schraubenwindungen.

Hebt man die eingetrocknete Eiweißlamelle mit einer Nadel oder einer untergeschobenen Glasplatte vom Quecksilber ab, so haftet das Quecksilber besonders an den flüssigen oder vielleicht schon erstarrten Wänden der Röhren und Schaumzellen und läßt deren Gestalt deutlich hervortreten.

Die auf Quecksilber eingetrockneten Lamellen von Hühnereiweiß oder Blutserum zeigten Randfalten und negative Doppelbrechung mit optischer Achse normal zum Lamellenrande, wie Leim, aber keine Risse oder Sprünge.

Auch die im Innern des Eiweiß abgeschiedene öartige, sehr klebrige oder schon erstarrte Flüssigkeit ist doppeltbrechend.

An den vom Quecksilber abgehobenen halb oder ganz eingetrockneten Eiweißlamellen sieht man unter dem Mikroskop mit gekreuzten Nicolschen Prismen deutlich die hellen Kontouren der Schläuche mit Einschnürungen und Anschwellungen oder zusammenhängende Schaumwände mit anderer Lichtbrechung als die Umgebung. Die Röhren zeigen oft Rippen und Querwände und in den Schaummassen lassen sich wieder die zylindrischen oder konischen Röhren mit Schraubenwindungen oder der Gestalt von Schneckenhäusern erkennen (Fig. 122, *a—f*), wie in den erstarrenden Eiweißtropfen.

Mehrere Kubikzentimeter Hühnereiweiß, welche 12 Stunden auf Quecksilber eingetrocknet waren, zeigten drei oder vier große Blätter oder Randfalten, und, mit der Nadel vom Quecksilber abgehoben, auf der Unterseite schöne dicke Wände, die im reflektierten Licht grünlich erschienen, zum Teil normal zur Quecksilberfläche gestanden hatten, und zum Teil ebene Schraubenflächen, Röhren mit Einschnürungen oder Schaumzellen bildeten. Bei Zusatz von Wasser entstanden Kugeln

von 0,18 mm mit größerer Lichtbrechung als die Umgebung in denen sich Luftblasen von 0,06 mm Durchmesser abschieden,

Ebenso zeigten sich bei großer Konzentration im Blutserum milchig trübe Massen in Form von dickwandigen Röhren mit Anschwellungen und Einschnürungen, nebeneinander gereihten Kugeln oder konzentrischen Ringen.

Bei Zusatz von Wasser zu Blutserum von geringem Wassergehalt bildeten sich milchig trübe Kugeln mit kleinen Luftblasen im Innern oder hohle Röhren mit Luftblasen (Fig. 123, *b*). Zuweilen entstanden dadurch fächerförmig angeordnete Zellen Fig. 123, *b*), ähnlich den Fächern oder Brocken bei auf Glas-

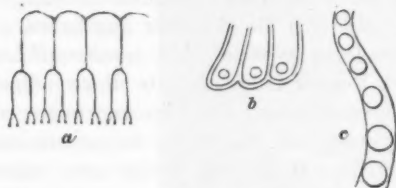


Fig. 123.

platten eingetrockneten Eiweißlamellen. Eine Luftblase von 0,1 mm lag am Ende jeden Faches, dessen Wände anschwellen und in 20 Min. eine Dicke von 0,012 mm erreichten.

Ölartige wasserarme Lösung *A* von Hühnereiweiß oder Blutserum absorbiert also erhebliche Mengen Luft und gibt diese Luft bei Zusatz von Wasser wieder ab; ähnlich, aber weniger reichlich, wie Kieselsäure (§ 67).

Die Schlieren oder Wände aus ölartiger Flüssigkeit *A*, welche bei Wasserzusatz an der unteren Seite der eingetrockneten Tropfen von Blutserum auftreten, können auch gerade Linien bilden, jede Linie sich in zwei Teile teilen und diese wieder sich in zwei Teile verzweigen (Fig. 123, *a*), wie die Sprünge oder ölartigen Schichten, welche ich früher (§ 73) beim Eintrocknen von wässriger Eisenoxydhydratlösung in Uhrgläsern beobachtet und beschrieben habe.

Daß die Oberflächenspannung der ölartigen wasserarmen Eiweißlösung an der Grenze mit Wasser oder wasserreicher Eiweißlösung einen merklichen Wert hat, zeigt folgender Versuch.

Eingetrocknetes Blutserum, mit Wasser unter einem Deckglas zusammengebracht, gibt eine wässrige Eiweißlösung *B* mit dicken Schlieren oder Lamellen von wasserarmer Eiweißlösung *A*, die zu je Dreien mit Neigungswinkeln von 120° zusammenstoßen. Wird durch Zusatz von flüssigem Blutserum die eine der drei Lamellen oder Schlieren allmählich aufgelöst, so nimmt die Oberflächenspannung derselben kontinuierlich ab, und der Neigungswinkel der anderen beiden Lamellen geht von 120° in 180° über (Fig. 120, *f*, *h*).

Um auch *Pflanzeneiweiß* zu untersuchen, habe ich filtrierten Spargelsaft auf Quecksilber eintrocknen lassen. Die eingetrockneten Lamellen zeigten Falten in einiger Entfernung vom Rande. Mit dem Objektträger abgehoben, ließen sich in der Mitte der Lamelle viele feine erstarrte Schaumwände, in der Nähe des Randes langgestreckte dickwandige Röhren mit schwachen Anschwellungen und Einschnürungen erkennen. Bei Wasserzusatz entstanden eine Reihe doppeltbrechender Schaumwände von 0,018—0,024 mm Dicke mit negativer Doppelbrechung und optischer Achse normal zur Wandfläche, in denen bei weiterem Wasserzusatz viele feinere Schaumwände sichtbar wurden, die zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen oft noch besser hervortraten.

§ 90. *Eiweiß auf Glasflächen eingetrocknet*. Hühnereiweiß oder Blutserum als Tropfen auf einem Objektträger oder in größerer Menge auf einem Uhrglas von 8 cm Durchmesser eingetrocknet, zeigt Sprünge, die am Rande der eingetrockneten



Fig. 124.

Masse oft kreisförmig sind, sonst aber parallel und normal zur Peripherie verlaufen und sich gewöhnlich unter Winkeln von 90° schneiden (Fig. 124). Im Innern der durch die Sprünge begrenzten Abteilungen oder Fächer treten kreisförmige Kerne auf von 0,4—1,5 mm Durchmesser, mit negativer Doppelbrechung und optischer Achse normal zur Kreisperipherie. An Stelle dieser Kerne entstehen bei weiterem Eintrocknen Sprünge in Form konzentrischer Kreise oder rechts oder links gewundener Spiralen. Die Spiralen haben am Rande des Uhrglases weniger Windungen, als in der Mitte. Diese Spiralen und Sprünge zeigten auch dickere Schichten Hühnereiweiß auf einem Objektträger eingetrocknet.

Die Eiweißspiralen oder Ringe zeigen zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen ein dunkles Kreuz, und mit einer gleichzeitig eingeschalteten Gipsplatte von λ bald positive, bald negative Doppelbrechung mit optischer Achse parallel dem Radius. Fächer mit positiv und negativ doppeltbrechenden Spiralen können nebeneinander liegen (Fig 125). [Photographie.]

Häufig ist auch das Eiweiß eines ganzen Faches negativ doppeltbrechend mit optischer Achse normal zum Radius der ganzen eingetrockneten Eiweißlamelle.

Die dicksten Stellen der Lamelle zeigen die stärkste Doppelbrechung. Die positive Doppelbrechung überwiegt in der Mitte, die negative am Rande des Uhrglases.

Bei Lamellen aus frischem Hühnereiweiß fehlen zuweilen einzelne oder alle kreisförmigen Sprünge parallel der Peripherie des Uhrglases und es zeigen sich vier Zonen von 6 bis 9 mm Breite mit radialen Sprüngen in nahezu gleichen Abständen voneinander. Auf je zwei radiale Sprünge der ersten innersten Zone kommen vier radiale Sprünge der zweiten, acht radiale Sprünge der dritten und 16 radiale Sprünge der vierten äußersten Zone.



Fig. 125.

Eiweißspiralsprünge.

Entstehung und Doppelbrechung der Fächer und Spiralen erklären sich wie bei den ähnlichen Fächern und Spiralen, welche ich oben bei eingetrockneten Lamellen von Kieselsäure (§ 65, 68, Fig. 99) und Eisenoxydhydrat (§ 73, Fig. 103) beschrieben und erklärt habe.

Spirale Sprungfiguren bei Hühnereiweiß, das auf einer festen Unterlage eingetrocknet ist, hat auch Rhumbler¹⁾ beschrieben.

1) L. Rhumbler, Phys. Zeitschr. 1. p. 42. 1899.

Bei Zusatz von Wasser entwickelten die Kerne der einzelnen Fächer von eingetrocknetem Eiweiß keine Luft, wie Kieselsäure. In den einzelnen Fächern treten beim Aufquellen Kugeln hervor, die mit gekreuzten Nicolschen Prismen das dunkle Kreuz der Sphärokristalle und positive Doppelbrechung zeigten mit optischer Achse parallel dem Kugelradius. Diese Kugeln entsprechen den Stärkekörnern aus Kieselsäure (§ 70).

Bei Tropfen von Hühnereiweiß, welche auf einem Objektträger eingetrocknet waren, habe ich außer den Sprüngen parallel und normal zum Umfang und den spiralförmigen Sprüngen der einzelnen Brocken auch öltartige Linsen beobachtet in einzelnen Zonen nahe dem Rande oder nahe der Mitte. Nach $1\frac{1}{2}$ Jahren hatten sich diese Linsen in einfach brechende Kristalle verwandelt in Form von schön ausgebildeten Oktaedern, oder weniger vollkommenen Würfeln und Granatoedern.

Läßt man Blutserum unter einem Deckglas mit zwei untergelegten Glasröhrchen von 1 mm Dicke auf einem Objektträger eintrocknen, so zeigen die halb eingetrockneten Streifen an der Grenze mit Luft das Kreuz der Sphärokristalle und negative Doppelbrechung mit optischer Axe normal zur Oberfläche; beim Wiederaufquellen nach Zubringen von Wasser aber positive Doppelbrechung.

§ 91. *α -Eiweiß und β -Eiweiß.* Werden die feinen Membranen von frischem Hühnereiweiß mit einer scharfen Schere zerschnitten, das Hühnereiweiß unter Umschütteln mit neun Volumenteilen Wasser vermischt, die Flüssigkeit filtriert, um die abgeschiedenen Flocken von Globulin zurückzuhalten und die filtrierte Flüssigkeit gekocht, so entsteht eine trübe Lösung, welche ich β -Eiweiß nennen werde (vgl. § 11), vom spezifischen Gewicht 1,002 mit etwa 1 Proz. Trockensubstanz, in welcher man mit dem Mikroskop bei starker Vergrößerung kleine Kugeln oder aneinander hängende Schaumzellen mit Blasen in den Schaumwänden erkennen kann. Die nicht auf 100° erwärmte Lösung werde ich mit „ α -Eiweiß“ bezeichnen, analog dem Unterschied von α - und β -Leim (vgl. § 86).

α - und β -Eiweiß haben nahezu dasselbe spezifische Gewicht und wenig größere Lichtbrechung als Wasser. Beide erscheinen in Strahlen von Sonnenlicht oder elektrischem Bogen-

licht trübe. Das normal zu den erleuchtenden Strahlen diffus reflektierte Licht ist parallel der Reflexionsebene polarisiert.

α -Eiweiß ist im wesentlichen ein mit 9 Vol. Wasser verdünntes filtrierte Hühnereiweiß, zeigte aber beim Eintrocknen etwas andere Eigenschaften wie dieses. Durch Erschüttern oder Übergießen in ein anderes Gefäß schieden sich aus α -Eiweiß viele Luftblasen von 0,1 mm ab, an welche sich die in der Flüssigkeit schwebenden Teilchen ansetzten.

Dies deutet auf eine Änderung der Grenzfläche von wasserarmer Eiweißlösung A und wasserreicher Eiweißlösung B , an welcher sich, wie an allen Grenzflächen heterogener Flüssigkeiten, unsichtbare Luftschichten oder Luftbläschen abgeschieden hatten, die durch die Erschütterung oder Ausbreitungswirbel abgelöst worden sind.

Ich halte die letztere Erklärung für die wahrscheinlichere, da die Luftbläschen nicht *während*, sondern *nach* der Erschütterung auftreten und sich bei dem Umgießen eine geringe Menge wasserreicherer Eiweißlösung A gebildet haben kann, die sich dann an der Grenzfläche von alter wasserarmer Eiweißlösung A und wasserreicher Eiweißlösung B ausbreiten muß. Diese Ausbreitung würde auch die Vereinigung der unsichtbaren Luftbläschen zu größeren sichtbaren Luftblasen durch Ausbreitungswirbel erklären, als eine der Klärung trüber Lösungen analoge Erscheinung (§ 4). Die unsichtbaren Luftblasen würden durch eine Erschütterung der Grenzfläche der Flüssigkeiten A und B vielleicht losgelöst, aber nicht zu sichtbaren Luftblasen vereinigt werden.

Die an den schwebenden Teilchen haftende Luft erklärt auch die größere Trübung, welche die oberen Schichten von α -Eiweiß nach längerer Ruhe in einem Probierröhrchen zeigen. Bei β -Eiweiß, das durch Kochen von der absorbierten Luft befreit ist, werden umgekehrt die unteren Schichten trüber.

Die in α -Eiweiß schwebenden Teilchen zeigten positive Phototropie.

Aus der filtrierten Lösung von α -Eiweiß schieden sich viele feine Fäden mit weißlichen Wänden und negativer Doppelbrechung ab, deren optische Achse normal zur Längsrichtung der Fäden stand. Diese Doppelbrechung war auch noch nach 6 Tagen sichtbar. Die weißen Wände schienen feine Schaum-

zellen zu enthalten mit ursprünglich flüssigen öartigen Wänden. In den abgeschiedenen Schaumflocken fanden sich Schaumwände mit Neigungswinkeln von 120° und im Kreuzungspunkt von drei Schaumkanten Tetraeder mit Kugelflächen, mit größerer Lichtbrechung als die Umgebung.

Bei längerer Einwirkung von Wasser entstanden in dem Gewirr feiner Fäden schraubenförmige Röhren mit kugelförmigen Anschwellungen und mit verzweigten Rippen oder Schaumkammern in den Röhrenwandungen. Aus Wasser mit Methylenblau ($1/5000$) speicherten Röhrenwände und Fäden den Farbstoff auf, behielten aber ihre negative Doppelbrechung.

Frisches β -Eiweiß wurde durch Kochen in einem Erlenmeyerschen Kolben eingedickt und heiß mit einem Kork verschlossen. Aus der wenig trüben, 2,88 proz. Lösung von β -Eiweiß schieden sich in zwei Monaten am Boden des Glaskolbens zahlreiche Linsen einer öartigen Flüssigkeit von 0,04—1 mm Durchmesser ab, ähnlich den oben (§ 64, Fig. 86, a, b) beschriebenen Linsen aus reiner Kieselsäurelösung. Die Linsen aus β -Eiweiß zeigten beim Heben des Mikroskopobjektives mehrere konzentrische Ringe oder diesen parallel liegende Reihen von Blasen, zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen schwach das dunkle Kreuz der Sphärokristalle und negative Doppelbrechung mit optischer Achse parallel dem Radius. Diese Doppelbrechung verschwand beim Eintrocknen und trat wieder hervor beim Befeuchten mit Wasser. Die Stellen maximaler Doppelbrechung lagen zwischen Rand und Mitte der Linse.

Bei einem bestimmten Wassergehalt des öartigen β -Eiweiß treten also Schaumwände im Innern auf, normal zur Linsenoberfläche, und erzeugen durch ihre Oberflächenspannung einen Druck und damit negative Doppelbrechung.

β -Eiweiß, in einem durch eine Glaskugel verschlossenen Probierrohr längere Zeit auf 100° erwärmt, war nach $5\frac{1}{2}$ Monaten im unteren Teile milchig trübe und geruchlos. In der trüben Flüssigkeit ließ das Mikroskop erkennen: einfach brechende kugelförmige Blasen von 0,01—0,02 mm mit konzentrischen Zonen oder rundem Kern, aneinander gebackene Kugeln von 0,001 mm; Schaumflocken mit einfach und doppeltbrechenden Wänden, die unter 120° zusammenstießen, und einzelne sechsseitige Platten mit eingelagerten runden Linsen von 0,002—0,006 mm.

Gleiche Mengen α - und β -Eiweiß gaben nach dem Eintrocknen auf Quecksilber Lamellen von 12 mm Durchmesser mit fünf Randfalten oder Kleeblättern, bez. von 10 mm mit drei Blättern (wie Fig. 88, § 66). Beide Lamellen zeigten Schlierenstreifen parallel dem Rande; die Lamelle von α -Eiweiß schwache, die von β -Eiweiß starke Doppelbrechung mit optischer Achse normal zum Rande.

Die dünne Lamelle von α -Eiweiß zeigte Sprünge mit Neigungswinkeln von 90° , seltener von 120° , und eingelagerte einzelne Kugeln von 0,05 mm mit kleinerer Lichtbrechung als die Umgebung. In einer Randzone lagen viele kleine Kreise, an denen das Quecksilber stark haftete und in der Mitte größere Kreise von 0,015 mm oder auf einem Kreisbogen in gleichem Abstände verteilte doppeltbrechende Kristalle von gleicher Größe (sechseckige Tafeln mit eingelagerten kleinen Kreisen und Rhomboedern), die also aus den in eine Schaumkante eingelagerten Linsen einer öltartigen Flüssigkeit abgetrennt waren.

Inmitten der drei Blätter der β -Eiweißlamelle waren drei schöne, von Schlieren gebildete Spiralen sichtbar (Fig. 125 a), am Rande der Blätter und der Spiralen zwei Zonen mit vielen kleinen Linsen von anderer Lichtbrechung als die Umgebung.



Fig. 125 a.

Diese Erscheinungen erklären sich ähnlich, wie die früher bei Kieselsäure (§ 70) beschriebenen, durch eine öltartige Flüssigkeit *A*, welche sich in einer wässerigen Flüssigkeit *B* ausgeschieden hat (bei β -Eiweiß reichlicher, als bei α -Eiweiß) und später erstarrt oder kristallisiert ist.

Tropfen von anderem β -Eiweiß gaben auf Quecksilber eingetrocknet feste Lamellen mit vielen Randfalten, Newtonschen Farbenstreifen und Zonen, parallel dem Umfang, auch wohl Falten in der Mitte. Beim Behauchen verschwanden die Randfalten und rückten die Newtonschen Farben nach dem Lamellenrande hin. Die feste Lamelle wurde durch Aufquellen dicker. Es scheiden sich also beim Erstarren im Innern des β -Eiweiß Schaumwände ab, die wieder in Wasser löslich sind.

In der Zone am Rande der Lamelle waren kleine Linsen von 0,002—0,006 mm Durchmesser mit größerer Lichtbrechung,

als die Umgebung, verteilt. Die Linsen zeigten häufig doppeltbrechende Umrisse oder kreisförmige Blasen. Dann folgte auf eine linsenfreie Zone eine solche mit schraubenförmigen und geraden Röhren. In der Mitte der Lamelle lagen gefiederte Massen, ähnlich den Tannenbäumen von eingetrockneter Salmiaklösung (§ 57, Fig. 83, *a*), deren Federn sich unter 120° oder 90° schnitten, mit vielen kleinen Linsen besetzt, und aus ölartigen Fäden oder Scheidewänden entstanden, die sich gleichzeitig oder nach dem Erstarren der zuerst gebildeten Federn abgeschieden hatten.

β -Eiweiß zeigte also beim Eintrocknen auf Quecksilber ähnliche Erscheinungen, wie eine Lösung reiner Kieselsäure (§ 66).

Läßt man eine größere Menge β -Eiweiß, etwa 1–2 ccm, auf Quecksilber eintrocknen, so scheiden sich beim Verdampfen des Wassers gallertartige Massen ab. Es entsteht eine dicke Lamelle mit drei oder mehr großen Randfalten und negativer Doppelbrechung mit optischer Achse normal zum Rande. In der Mitte zeigen sich viele Kreise oder Kreisbogen von 0,08 bis 0,12 mm Durchmesser, in denen viele kleine Linsen verteilt sind. In einzelnen Teilen der Lamelle lagen auch einzelne runde Linsen von 0,02–0,05 mm verteilt, mit größerer Lichtbrechung als die Umgebung, oder Kristalle ohne Doppelbrechung in Form von Oktaedern oder Würfeln von 0,025 bis 0,05 mm Durchmesser, die sich aus den runden Linsen gebildet hatten.

β -Eiweiß aus Blutserum gab beim Eintrocknen auf Quecksilber ähnliche Erscheinungen, wie das β -Eiweiß aus Hühner-eiweiß. Die eingetrocknete Lamelle zeigte Falten am Rande und in der Mitte (Fig. 126, *k*); dazwischen Zonen, in welchen Linsen und Blasen oder Streifen parallel dem Umfang verteilt lagen oder verzweigte Röhren (Fig. 126, *a*, *b*, *c*) oder hohle Schläuche mit milchigen dicken Wänden und Anschwellungen, oder einfach brechende Kristalle (Oktaeder). Die Blasen hatten doppelte Kontouren oder waren durch Schaumwände in einzelne Kammern geteilt (Fig. 126, *d*, *e*, *f*, *g*). Am Rande der Blasen oder der ganzen Lamelle lagen erstarrte Tropfen (Fig. 126, *d*, *i*), ähnlich den oben bei dem erstarrten Eisenoxydhydrat beschriebenen (Fig. 105, § 73).

Auf die äußerste Zone am Rande, welche viele einzelne Linsen mit glatter Oberfläche von 0,0003–0,0006 mm Durch-

messer enthielt, die auf Schaumwänden oder Kreisbögen mit 120° Neigung verteilt waren, folgte eine Zone mit runden Flecken von 0,02—0,06 mm, deren gezackter Umfang erstarrte oder kristallisierte Massen andeutete, die aus runden Linsen ölartiger Flüssigkeit abgeschieden und einfachbrechend waren. An diese schloß die Zone mit runden Linsen oder Oktaedern von 0,1 mm, die aus Linsen entstanden waren, an. Dazwischen sah man drei oder vier in einem Punkte zusammentreffende Linien, die je nach dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft mit Federn besetzt waren. In der faltigen Mitte lagen wellenförmige Röhren (Fig. 126, *h*) und viele kleine Linsen auf der oberen Seite der Lamelle.

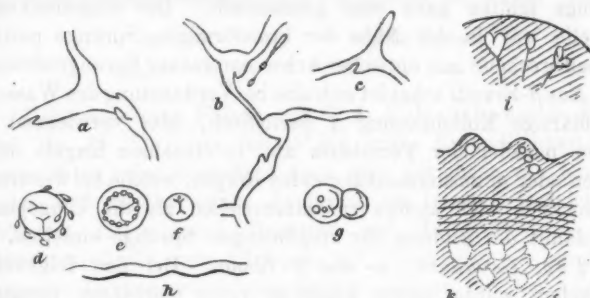


Fig. 126.

Zwischen der Zone mit den Kristallen und dem Rande lagen die dreifach verzweigten Röhren oder Fäden mit Neigungswinkeln von 90° (Fig. 126, *a*) oder 120° (Fig. 126, *b*) und dreieckigem Kern, wie ein Tetraeder.

Aus den ölartigen Linsen der auf Quecksilber eingetrockneten Lamellen entstanden also bei α -Eiweiß doppeltbrechende Rhomboeder oder sechsseitige Tafeln, bei β -Eiweiß Oktaeder und Würfel.

Beim Eintrocknen in einem Uhrglas scheidet sich aus β -Eiweiß ölartiges und festes Eiweiß in Zonen ab, in denen dicke Schlieren oder Streifen mit Neigungswinkeln von 45° und 30° zu erkennen sind, wie sie auch dicke Lösung von β -Leim bei Zusatz von Wasser zeigt. Die zentrale Masse mit Querrippen und negativer Doppelbrechung war umgeben von einer dünnen Lamelle mit radialen Sprüngen. In der

unmittelbaren Nähe der Sprünge war die Lamelle positiv doppeltbrechend mit optischer Achse normal zur radialen Sprungrichtung. Bei Zusatz von Wasser rollten sich die von radialen Sprüngen begrenzten Lamellenbänder zu Spiralen ein, die Lamellen quollen auf, und die erwähnte negative und positive Doppelbrechung mit optischer Achse normal zur Sprungrichtung nahm zu, als ob Mitte und Umfang der erstarrten Lamelle aus verschiedener Substanz beständen. Die negative bez. positive Doppelbrechung war an den aufgequollenen β -Eiweißlamellen noch nach 24 Stunden vorhanden.

Eine größere Menge β -Eiweiß in einem Uhrglas eingetrocknet zeigte kreisförmige Sprünge parallel der Peripherie. Die radialen Sprünge fehlten ganz oder größtenteils. Die eingetrocknete Lamelle war in der Nähe der kreisförmigen Sprünge positiv doppeltbrechend mit optischer Achse normal zur Sprungrichtung.

Aus β -Eiweiß scheidet sich also bei Verdunstung des Wassers die öltartige Kolloidlösung *A* periodisch, oder vorwiegend in Zonen parallel der Peripherie ab, in einzelnen Kugeln oder Blasen oder in zusammenhängenden Ringen, welche bei weiterem Eintrocknen sich anders zusammenziehen als die Umgebung und damit die Bildung der ringförmigen Sprünge einleiten.

§ 92. *Gerbsäure. α - und β -Tannin.* Bei den folgenden Versuchen wurde zuerst käufliche reine Gerbsäure benutzt. Dieselbe gab je nach der Bezugsquelle verschiedene Resultate. Besonders bei den Versuchen mit β -Leim (vgl. unter § 99) erhielt ich bald fallende, bald aufwärts steigende birnförmige Zellen; bald feste gefaltete, bald glatte öltartige Zellenwände von Leimtannat. Bei weiterer Untersuchung ergab sich, daß die käufliche reine Gerbsäure durch Einwirkung des Lichtes auf das trockene Pulver oder auf die wässrige Lösung von Gerbsäure umgeändert und wohl Gallussäure gebildet wird. Während 5proz. Lösung von reinem Tannin das spezifische Gewicht 1,020 hat, kann für die durch Licht veränderte Gerbsäure das spezifische Gewicht 1,016 und weniger betragen.

Für die von mir benutzte käufliche reine Gerbsäure schwankte das spezifische Gewicht der 5proz. Lösungen zwischen 1,019 und 1,016.

Als ein großer Teil dieser Arbeit schon vollendet war, ist das chemische Verhalten der Gerbsäure auch von anderer

Seite mehrfach untersucht worden, doch ist ihre chemische Zusammensetzung noch nicht mit Sicherheit festgestellt.

Nach Fritz Günther¹⁾ drehen wässrige Lösungen von Gerbsäure die Polarisationssebene des Lichtes. Während Walden²⁾ das optische Drehungsvermögen des Tannins je nach der Bezugsquelle und Darstellungsart verschieden findet, und die Gerbsäure für ein Gemisch verschiedener chemischer Verbindungen hält, wollen Rosenheim und Schidrowitz³⁾ durch ein Reinigungsverfahren mit Aceton und Äther reine Gerbsäure mit konstantem optischen Drehungsvermögen $[\alpha]_D = 75,2^\circ$ und konstanten Zersetzungsprodukten hergestellt haben. Wässrige Lösungen dieses reinen Tannins zeigten um so größeres optisches Drehungsvermögen, je verdünnter sie waren. Es war

	für 10	5	1 proz. Lösung
$[\alpha]_D$	$= 66,1^\circ$	$71,8^\circ$	$75,2^\circ$

Die chemische Fabrik von C. A. F. Kahlbaum in Berlin und Hr. Th. Curtius hatten die große Freundlichkeit, auf meine Bitte reine Gerbsäure nach dem Verfahren von Rosenheim und Schidrowitz herstellen zu lassen. Das letztere Präparat zeigte keine Reaktion auf Gallussäure — eine charakteristische rote Färbung mit Cyankalium — und ein optisches Drehungsvermögen, welches nahezu mit den Angaben von Rosenheim und Schidrowitz übereinstimmt.

Ich habe mit diesen nach dem Verfahren von Rosenheim und Schidrowitz gereinigten Präparaten meine früheren Versuche wiederholt. Ich werde diese Präparate im folgenden der Kürze wegen als *Tannin* bezeichnen, während ich für die anderen käuflichen Präparate die Bezeichnung *Gerbsäure* beibehalten will.

Das spezifische Gewicht von wässrigen Lösungen von reinem Tannin beträgt nach den in der folgenden Tabelle A enthaltenen Messungen

	für 10	5	2,5 Proz. Tannin
bei 20°	1,0409	1,0200	1,0101

1) F. Günther, Chem. Centralbl. 1. p. 154. 1896.

2) P. Walden, Ber. Deutsch. Chem. Gesellsch. 30. 3. p. 3151. 1897.

3) O. Rosenheim u. P. Schidrowitz, Journ. Chem. Soc. 73. p. 886. 1898.

Bei den Tanninlösungen wurde die Drehung der Polarisationssebene für Natronlicht mit einem Wildschen Polaristrobometer von Hrn. Dr. Kalähne gemessen und von mir selbst die elektrische Leitungsfähigkeit k durch Vergleichung mit Bittersalzlösung ($1/100$ -normal) von bekanntem Leistungsvermögen.

Die folgende Tabelle A gibt unter σ das spezifische Gewicht der Lösung, p den Prozentgehalt der Lösung, φ die Drehung der Polarisationssebene des Natriumlichtes für eine 10 cm lange Flüssigkeitsschicht, $[\alpha]_D = \varphi / 100 / p \sigma$ das optische Drehungsvermögen, W den elektrischen Widerstand der Lösung bei der daneben aufgeführten Temperatur, k das elektrische Leistungsvermögen der Lösung, bezogen auf Quecksilber als Einheit, $k/p\sigma$ das spezifische elektrische Leistungsvermögen für 1 g Tannin in 1 cm Lösung.

Tabelle A.

Nr.	σ	p	φ	$[\alpha]_D$	W	Temp.	$k \cdot 10^5$	$\frac{k \cdot 10^5}{p \sigma}$
Tannin (Kahlbaum).								
1	1,0336	9,697	5,73°	57,18°	3805 Ω	20,2°	1,597	0,1596
2*	1,0336	9,697	5,66	56,46	2578	17,8	2,363	0,2358
3	1,0167	5,001	3,02	59,39	4804	21	1,265	0,2487
1 Stunde auf 100° erwärmt.								
4*	1,0167	5,001	3,07°	60,37°	2672 Ω	17,6°	2,274	0,4472
12 Stunden auf 100° erwärmt.								
5*	1,0174	5,195	2,94°	56,21°	2048 Ω	17,6°	2,966	0,567
Reines Tannin (Curtius).								
6	1,0394	9,660	6,68°	66,55°	3843 Ω	24,8°	1,586	0,1575
7	1,0195	4,923	3,465	69,04	4959	23,8	1,226	0,2442
8	1,0101	2,485	1,782	74,33	6380	23,0	0,952	0,3794
9	1,0023	1,004	0,736	73,21	10919	23,6	0,556	0,5533
19 Stunden auf 100° erwärmt.								
10*	1,0184	4,921	—	—	34,23 Ω	24°	22,11	4,411
11*	1,0023	1,034	—	—	1146	23	5,302	5,113

Die Lösungen 1 und 3, 6 bis 9 waren durch Auflösung des reinen Tannins in kaltem reinem und nahezu luftfreiem

Wasser hergestellt. Die Lösung 2 war durch längeres Erwärmen der Lösung 1 im Wasserbade mit Rückflußkühler erhalten, die Lösungen 4 und 5 durch ein- oder 12stündiges Erwärmen der Lösung 3 im Wasserbade.

Die Lösungen 10 und 11 waren durch 19stündiges Erwärmen der Lösungen 7 und 9 erhalten und so undurchsichtig geworden, daß an ihnen die Drehung der Polarisationssebene nicht mehr gemessen werden konnte. Für Lösung 10 wurde k in einem anderen Widerstandsgefäße gemessen, als bei den übrigen Lösungen.

Entsprechend der Traubeschen Bezeichnung α - und β -Leim könnte man die Lösungen 1, 3, 6 bis 9 als Lösungen von α -Tannin, die Lösungen 5, 10, 11 als Lösungen von β -Tannin, die Lösungen 2 und 4 als ein Gemisch von α - und β -Tannin bezeichnen.

Durch längeres Erwärmen der wässerigen Tanninlösungen wird das spezifische Gewicht und das optische Drehungsvermögen verkleinert, das spezifische elektrische Leitungsvermögen sehr erheblich vermehrt; um so mehr, je länger die Lösung erwärmt wurde.

Während β -Leim in kaltbereiteten 5 proz. Lösungen von α -Tannin aufsteigende Zellen bildet, mit festen Wänden, entstehen unter sonst gleichen Bedingungen in den Lösungen von β -Tannin abwärtsfallende Zellen mit flüssigen Wänden, Anschwellungen und Einschnürungen der Zellschläuche (vgl. § 100).

Das spezifische elektrische Leitungsvermögen $k/p\sigma$ nimmt mit der Verdünnung erheblich zu.

Lösungen von käuflicher reiner Gerbsäure verhielten sich ähnlich wie die von reinem Tannin.

Alle diese Erscheinungen deuten darauf hin, daß das Tannin bei der Auflösung in Wasser eine chemische Zersetzung durch Hydrolyse erleidet, die durch längeres Erwärmen auf 100° beschleunigt wird und über deren Natur weitere Untersuchungen entscheiden müssen.

Die unten über Zellenbildung beschriebenen Erscheinungen (§§ 100, 104) wechselten etwas mit der dabei verwandten käuflichen, angeblich reinen, Gerbsäure und deren Bezugsquelle, verliefen einmal schneller, ein anderes Mal langsamer, zeigten aber im wesentlichen dasselbe qualitative Verhalten.

5 proz. Lösungen von reinem Tannin, in Messing- oder Glasröhren auf das optische Drehungsvermögen untersucht, waren vollkommen schlierenfrei. Nach einem Tage zeigten dieselben Lösungen in der Nähe der Röhrenwände Schlieren, als ob sich hier Schaumwände mit anderer Lichtbrechung ausgeschieden hätten.

§ 93. *Tanninlösungen auf Quecksilber oder Glasflächen eingetrocknet.* Eine wässrige Lösung mit 5 oder 10 Proz. Tannin



Fig. 127.

gibt beim Eintrocknen auf Quecksilber milchig weiße aneinander gereihete, aus einer Röhre entstandene Kugeln, schraubenförmige Röhren, oder Schaummassen mit milchigen dicken Wänden, welche eine gelbliche klare Flüssigkeit einschließen, oder Kugeln von

0,1—0,5 mm Durchmesser, die nebeneinander gelagert oder zu Haufen vereinigt sind, und von einer klaren, glänzenden Hülle umschlossen werden (Fig. 127, a—f). Es sind ähnliche Formen, wie ich sie bei den Metallsalzvegetationen von Eisenchlorid in Natriumsilicatlösung (§ 29) erhalten habe.

Während des Eintrocknens umgibt ein fester Ring mit Randfalten, auf welchem viele Querstreifen parallel der Peripherie zu erkennen sind, die noch nicht erstarrte Flüssigkeit. In dieser Flüssigkeit sieht man mit dem zu hoch eingestellten Mikroskop feine helle Linien, ein System verzweigter Röhren von etwa 0,2 mm Durchmesser mit Einschnürungen und Anschwellungen. Die Röhren sind von stärker brechender Substanz umhüllt, die sich aus der schwächer brechenden umgebenden Flüssigkeit abgeschieden hat. Die Erscheinung ist analog der früher bei Gelatine beschriebenen. Kurze Zeit darauf erscheinen in dem gesenkten und auf die Quecksilberfläche eingestellten Mikroskop die verzweigten Röhren, mit milchig trüben Massen gefüllt. In der Nähe der Röhrenwand treten diese trüben Massen nicht auf. Es haben sich also im Innern der Flüssigkeit Massen mit anderer, wahrscheinlich größerer, Lichtbrechung abgeschieden.

Nimmt man die auf Quecksilber eingetrocknete Tannin-

lamelle mit einem Deckglas ab, so rollen sich die dünnsten Stellen am Rande zylinderförmig zusammen. Die Lamelle zeigt parallel der Peripherie helle und dunkle Streifen, in der Nähe des Randes eine Zone mit runden Linsen von 0,004 bis 0,006 mm Durchmesser mit größerer Lichtbrechung als die Umgebung, aber ohne Doppelbrechung. In einer Zone 6 mm vom Rande haftete das Quecksilber in Kügelchen besonders stark auf Kreisen von 0,075 mm Durchmesser. Die Kreise hatten Ähnlichkeit mit den Kreisen der auf Quecksilber eingetrockneten Eisenoxydhydratlamellen, waren aber nicht doppeltbrechend.

Zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen sieht man in dem dunklen Gesichtsfeld langgestreckte konische Röhren von 0,1—0,2 mm Durchmesser und 3 mm Länge mit Einschnürungen und Anschwellungen und 0,05 mm dicken, milchig trüben Wänden, welche schwache Doppelbrechung zeigen mit optischer Achse normal zur Röhrenwand. Daneben liegen Röhren mit Schraubenwindungen aus derselben trüben Masse von 0,15 mm Durchmesser, wie denn auch in den dicken Wänden der konischen Röhren oft Schraubenflächen zu erkennen sind.

Beim Eintrocknen der Tanninlösung in einem Uhrglas bildeten sich schraubenförmige Röhren mit Anschwellungen.

50 proz. Gerbsäurelösung gab beim Eintrocknen in einem großen Uhrglas radiale Streifen und Rippen am Rande und nach 24 Stunden eine trübe Gallerte mit klaren 0,5 mm breiten Scheidewänden, welche normal zum Rande stehen, sich im Innern unter Winkeln von 45° , 90° , selten von 120° treffen und die Gallertmasse in einzelne Abteilungen oder Brocken scheiden. Im reflektierten Licht wirkt die Oberfläche der Gallerte wie ein Japanischer Spiegel und läßt die Scheidewände als helle Linien erkennen. Die erstarrte Masse bildet einen undurchsichtigen Hügel, der von vier 2—4 mm breiten Zonen umgeben ist. Von der Mitte des Hügels laufen nach dem Rande 40 radiale Rippen, zwischen denen in den einzelnen Zonen 1, 3 oder 5 kleinere radiale Rippen liegen; um so mehr, je näher dem Rande die Zone liegt. In der Mitte des Hügels treffen die Rippen, zum Teil als Kreisbogen, normal aufeinander. An einer Stelle stoßen drei Rippen mit Winkeln von 120° zusammen. Mit dem Mikroskop erkennt man auf den

Rippen Sprünge. Diese Sprünge und normal zu denselben verlaufende Quersprünge begrenzen einzelne Abteilungen oder Brocken, in deren Mitte ringförmige oder spiralförmige Sprünge liegen, mit negativer Doppelbrechung in ihrer Umgebung und optischer Achse parallel dem Radius der Ringe. Gelegentlich habe ich auch schraubenförmige Sprünge in den dicken Brocken gesehen. Am Rande zeigt die eingetrocknete Lamelle Zonen mit vielen doppeltbrechenden Kristallen, die durch kristallfreie Zonen voneinander getrennt sind.

Läßt man eine weniger konzentrierte Lösung derselben Gerbsäure, die mehrere Jahre in einer Papierdüte an der Luft gelegen hat, in einem Uhrglas eintrocknen, so entsteht eine ähnliche, aber durchsichtige Lamelle, mit niedrigen radialen Rippen und feineren gradlinigen, ringförmigen und spiralförmigen Sprüngen. Die Nachbarschaft der Sprünge zeigt negative Doppelbrechung mit optischer Achse normal zur Sprungrichtung. In der Grundmasse der Lamelle liegen die aus flüssigen Linsen von 0,06 mm Durchmesser entstandenen Kristalle mit starker Doppelbrechung verteilt, in Zonen parallel dem Umfang oder in einzelnen Gruppen parallel dem Uhrglasradius. Die Kristalle erscheinen für eine gewisse Lage zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen dunkel, bei einer Drehung um 45° als helles unregelmäßiges Fünfeck, Sechseck oder Viereck mit 1 bis 3 schwarzen Kurven parallel dem Umfang. In einzelnen Fällen bilden die schwarzen Linien keine geschlossenen Kurven, sondern treffen normal auf die eine Seite des Kristalles. Durch Einschalten einer Gipsplatte von λ bleiben die Kurven ungeändert. Die Kristallmasse hat sich also wie die ölartige Flüssigkeit, aus der sie entstanden ist, in Zwischenräumen oder periodisch abgeschieden, in gleich orientierter Lage für jede einzelne Linse und durch 1 bis 3 konzentrische einfach brechende Schichten voneinander getrennt.

In bestimmten Zonen der eingetrockneten Gerbsäurelamelle lagen zahlreiche Kristallbüschel aus 5 bis 12 oder mehr radialen feinen Röhren von 0,05 mm Länge bestehend, mit kugelförmigen Anschwellungen und runden Köpfen von 0,0005 bis 0,0015 mm Durchmesser, um eine kleine Kernblase herum. Die Röhren enthielten Kristallmassen mit negativer Doppelbrechung und optischer Achse parallel dem Radius.

Kristalle und Kristallbüschel bestanden vermutlich aus Gallussäure, welche in eingliedrigen Formen als breite sechsseitige Tafeln zu kristallisieren pflegt.

Tropfen der 50 proz. Gerbsäurelösung auf einem Objektträger eingetrocknet geben Lamellen mit einem halbkugelförmigen zentralen Hügel und mit Sprüngen parallel dem Radius und parallel dem Umfang. In der Mitte der dadurch gebildeten Abteilungen entstehen später Sprünge in Form von konzentrischen Kreisen oder Spiralen, wie bei Kieselsäure oder Eiweiß (Fig. 99, § 70; Fig. 125, § 90) mit negativer Doppelbrechung der benachbarten Lamellenteile und optischer Achse parallel dem Radius. Ringe, Spiralen und Doppelbrechung erklären sich wie dort, aus der Oberflächenspannung ölarziger Lamellen von wasserarmer Gerbsäurelösung A, deren Oberflächenspannung auf der konkaven Seite größer war als auf der konvexen Seite.

Läßt man dünne Schichten der 50 proz. Gerbsäurelösung auf einen Objektträger eintrocknen, so entstehen zahlreiche Sprünge in Form von Kreisbogen oder geraden Linien, die sich normal schneiden, ähnlich wie bei Kieselsäure (Fig. 93, § 66). Die Sprünge laufen meist normal zum Rande, oder parallel zum Rande.

In unmittelbarer Nähe der radialen Sprünge war die Gerbsäurelamelle negativ doppelbrechend mit optischer Achse parallel dem Radius. Dazwischen lagen breite Streifen mit positiver Doppelbrechung. Der Gangunterschied der interferierenden Strahlen wechselte, konnte bis $-0,2\lambda$ bez. $+0,05\lambda$ betragen. Einzelne quadratische Abteilungen zeigten mit gekreuzten Nicolschen Prismen das dunkle Kreuz der Sphärokrystalle und positive Doppelbrechung mit optischer Achse parallel der Diagonale des Quadrates oder parallel dem durch die Mitte des Quadrates gezogenen Radiusvektor.

Auch in der dünnen Gerbsäurelamelle entstanden inmitten der von den Sprüngen begrenzten Abteilungen später Sprünge in Form konzentrischer Kreise oder Spiralen mit negativer Doppelbrechung zu beiden Seiten der Sprünge und optischer Achse parallel dem Radius. Gelegentlich beobachtete ich auch runde Sphärokrystalle von 0,024 mm Durchmesser mit positiver Doppelbrechung.

Ein Tropfen Tanninlösung auf Quecksilber eingetrocknet gibt Lamellen mit Randfalten ohne Risse; auf einem Objektträger eingetrocknet Lamellen mit Rissen. Zuerst erscheinen beim Eintrocknen auf der Glasplatte radiale Linien und normal zu diesen zarte Kreislinien. Später, an denselben Stellen Risse, oder Sprünge, die also meist parallel zum Radius und der Peripherie des Tropfens liegen und sich unter Winkeln von 90° , seltener unter Winkeln von 120° oder 45° schneiden (Fig. 128, a, c).

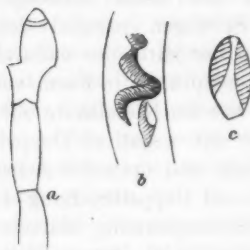


Fig. 128.

In den durch die Risse begrenzten Abteilungen oder Fächern bilden sich Kreisbogen oder Kreise aus, die zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen

das Kreuz der Sphärokristalle und mit einer gleichzeitig eingeschalteten Gipsplatte von λ negative Doppelbrechung zeigen, mit optischer Achse parallel dem Radius der Kreise.

Ebenso zeigt die Lamelle zu beiden Seiten der Sprünge häufig negative Doppelbrechung mit der Achse normal zu der Richtung oder der Oberfläche der Sprünge.

Zuweilen zeigten sich in der Mitte der durch Risse begrenzten Fächer Schraubenwindungen (Fig. 128, b).

Ähnliche negative Doppelbrechung mit optischer Achse parallel dem Radius zeigen die eben erstarrten Stellen, welche an die noch nicht erstarrte Flüssigkeit in der Mitte des Tropfens grenzen.

Wenn die feuchte Tanninlamelle mit einer Nadel auf der Glasplatte vorgeschoben und komprimiert wird, so entstehen ähnliche Polarisationsfarben, wie bei komprimiertem Glas, das Tannin ist also in der Richtung des Radius der Kreise oder der Normale der Oberfläche komprimiert, wie Leim, durch die Oberflächenspannung der Schaumwände aus ölartiger Tanninlösung *A*, welche sich im Innern der wässerigen Tanninlösung *B* normal zur Oberfläche der Kolloidmasse ausgeschieden haben.

Die Breite der Risse betrug etwa 0,04 der Länge einer Abteilung bei Tannin; 0,24 der Länge einer Abteilung bei Kieselsäure, die auf einen Objektträger eingetrocknet waren. Kieselsäure kontrahiert sich also beim Eintrocknen weit stärker als Tannin.

Mit und ohne Nicolsche Prismen erscheinen die Kreise oder Kreisbogen in der Tanninlamelle von Newtonschen Farbenringen umgeben, indem die halberstarzte Masse an der Stelle des Kreises vom Objektträger etwas abgehoben wird.

Läßt man 10proz. Tanninlösung von 1 mm Dicke unter einem Deckglas mit zwei untergeschobenen Glasröhrchen auf einem Objektträger eintrocknen, so treten zwischen gekreuzten Nicol-schen Prismen mit einer Gipsplatte von 2 konische Röhren mit Einschnürungen, Anschwellungen und kolbenartig geschlossenen

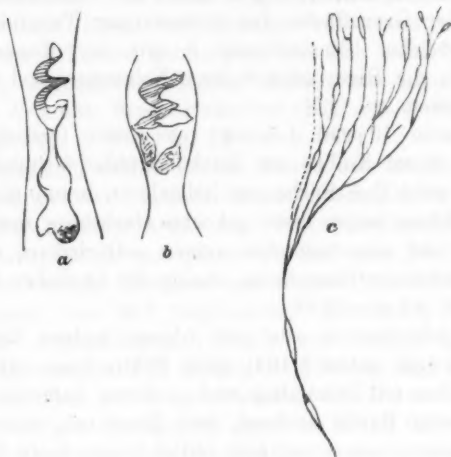


Fig. 129.

Enden hervor, in deren Innerem gewundene Schraubenflächen von 2, 3 und mehr Windungen liegen (Fig. 129). Oft haben die konischen Röhren kugelförmige Querwände oder sind durch unsichtbare oder sichtbare Schaumwände geteilt. Das Innere einer solchen Kammer oder Schaumzelle kann mit einer Kristallplatte überall gleich gefärbt, oder verschieden gefärbt erscheinen.

Aus diesen Versuchen folgt, daß sich aus wässerigen Tanninlösungen bei Wasserverlust, wie aus Kieselsäurelösungen, in kurz aufeinander folgenden Zwischenräumen oder Perioden eine ölartige Flüssigkeit *A* abscheidet, mit Oberflächenspannung

an der Grenze mit der umgebenden Flüssigkeit *B*. Unter dem Einfluß dieser Oberflächenspannung entstehen kugelförmige Blasen und Schaumwände, die bei weiterem Eintrocknen sich anders zusammenziehen als die Umgebung und die Stellen vorzeichnen, wo die eintrocknende Lamelle reißt. Die Schaumwände erstarren später und schließen, wie die Risse, Winkel von 120° miteinander ein, wenn sie sich an ähnliche flüssige Schaumwände, Winkel von 90° , wenn sie sich an schon erstarrte Schaumwände angesetzt haben.

Wie bei den Leimlösungen muß aber die Oberflächenspannung der Grenzfläche von wasserarmer Tanninlösung *A* und wasserreicher Tanninlösung *B* mit der Konzentration variieren, da die Risse auch vielfach Neigungswinkel von 45° erkennen lassen.

Wird eine 10proz. Lösung von reiner Gerbsäure des Handels in einem Kolben mit Rückflußkühler 5 Stunden lang gekocht, so geht ihre Farbe aus hellgelb in braun über. Ich werde der Kürze wegen diese gekochte Gerbsäure zum Unterschiede von der ursprünglichen reinen α -Gerbsäure mit dem Namen β -Gerbsäure bezeichnen, analog der ähnlichen Bezeichnung α - und β -Leim (§ 86).

Diese β -Gerbsäure gibt mit β -Leim andere Zellen als α -Gerbsäure (vgl. unten § 104), beim Eintrocknen auf Quecksilber Lamellen mit Randfalten und in diesen Lamellen, einige Millimeter vom Rande entfernt, eine Zone mit vielen kreisförmigen Blasen, aus denen sich radial angeordnete Kristalle mit negativer Doppelbrechung und optischer Achse parallel dem Radius abgeschieden haben. Diese Kristalle scheinen aus Gallussäure zu bestehen, die bei dem Kochen der Gerbsäure gebildet wurde.

Die Randfalten weisen darauf hin, daß im Innern der β -Gerbsäurelösung beim Eintrocknen unsichtbare Schaumwände sich abgeschieden haben, während diese Randfalten und Schaumwände bei β -Leim fehlen.

Eine 1proz. Lösung von α -Tannin wurde in einem Kolben mit Rückflußkühler 5 Tage lang im Wasserbade auf 100° erhitzt. Aus der dunkelbraunen Flüssigkeit hatten sich Blasen, Schaummassen und Linsen abgeschieden, in welchen kleine Blasen parallel dem Radius und parallel dem Umfang der

Linse verteilt lagen, ähnlich wie bei den Linsen aus reiner Kieselsäurelösung (§ 64, Fig. 86). Nach Eindampfen auf $\frac{1}{10}$ des Volumens und Filtrieren erhielt ich eine klare Lösung von β -Tannin, welche auf Quecksilber eingetrocknet dünne Lamellen ohne Randfalten aber mit radialen Rissen am äußeren Umfang bildete, oder dickere Lamellen mit Randfalten.

Auf einer Zone der dünneren Lamelle von 48 mm Durchmesser lagen, etwa 8 mm vom äußeren Rande entfernt, Systeme von drei konzentrischen Ringen oder von drei Spiralwindungen mit 3 mm Durchmesser, in denen doppeltbrechende Kristallbüschel verteilt waren. Ringe und Spiralen waren aus wasserarmer Lösung von β -Tannin entstanden, die sich beim Eintrocknen periodisch abgeschieden hatte, ähnlich wie bei Kieselsäure (Fig. 90, *l*, § 66), Eisenoxydhydrat (Fig. 99, § 70) und Eiweiß (Fig. 125, § 90; Fig. 125, *a*, § 91).

Gelegentlich entstanden am Rande der dünneren Lamelle von β -Tannin beim Eintrocknen auf Quecksilber auch radiale Röhren mit Anschwellungen und doppeltbrechenden Wänden, oder mehrere Zonen mit Rissen parallel dem Radius und der Peripherie, welche Brocken aus doppeltbrechender Substanz mit Winkeln von 90° begrenzten. Die beim Eintrocknen periodisch abgeschiedenen Wände von öligem β -Tannin blieben im ersten Fall längere Zeit flüssig, und setzten sich im zweiten Fall an schon erstarrte Wände an. Die Risse hatten 0,003 mm Breite, und lagen im Mittel 0,3 mm voneinander entfernt, was einer Kontraktion von 1 Proz. entsprechen würde, während α -Tannin 4 Proz. Kontraktion zeigte. Beim Eintrocknen kontrahierten sich die öligartigen Wände aus öligartiger wasserarmer β -Tanninlösung anders, als die aus wasserreicherer β -Tanninlösung bestehenden Teile der Lamelle. Die verschiedene Gestalt der öligartigen Wände hängt von der Dauer des flüssigen Zustandes und der Geschwindigkeit des Eintrocknens ab. Beim Behauchen lösten sich die einzelnen Röhren oder Abteilungen der β -Tanninlamellen und bildeten beim Eintrocknen neue anders gestaltete Lamellenstücke.

Die dickeren Lamellen von β -Tannin mit Randfalten (von 30 mm Durchmesser) zeigten 12 Zonen, in denen doppeltbrechende Kristalle auf radialen Wellenlinien mehr oder weniger reichlich verteilt lagen. Dieselben waren aus Röhren

ölartiger β -Tanninlösung entstanden, die sich normal zum Rande der eintrocknenden Lamelle angesetzt hatten und bei ihrem Entstehen an den Stellen größerer Oberflächenspannung konkav geworden waren (vgl. § 23). Die Wände der wellenförmigen Röhren haben sich dann durch Kontakt mit anderer ölartiger Tanninlösung verdickt und in doppeltbrechende Kristalle beim Erstarren umgewandelt. Ähnliche wellenförmige Röhren beobachtete ich beim Eintrocknen von Kieselsäure (Fig. 95, *a, b*, § 70) und Eiweiß (Fig. 121, *a, b*, § 89).

Tropfen von β -Tanninlösung auf Glasplatten eingetrocknet geben größere doppeltbrechende Prismen mit kleinem Prismenwinkel; oder Sphärokristalle erster Klasse (§ 42) aus vielen geraden radial angeordneten Kristallen von 0,012 mm mit Querwänden, Blasen und Schaumkammern im Innern, die zwischen gekreuzten Nicolschen Prismen das dunkle Kreuz zeigten; oder Kristallbüschel mit geraden und gekrümmten doppeltbrechenden Kristallnadeln, wie bei Kupfersulfat (Fig. 72, *b, a, c*, § 49) oder Ammoniumsulfat (Fig. 67, *a*, § 47), mit tropfenförmig abgerundeten Enden, wie bei Eisenoxydhydrat (Fig. 105, § 73), bei Schwefel (Fig. 113, *f, h*, § 79) oder β -Eiweiß (Fig. 126, *d, i*, § 91). Die geraden Nadeln der Kristallbüschel waren radial um eine unsichtbare Kernblase herumgelagert und wuchsen langsam, indem das äußere Ende der Nadel sich verlängerte.

Kristalle, Sphärokristalle und Kristallbüschel hatten gleiche Gestalt und gleiches Ansehen mit den aus eingetrockneter Gallussäurelösung entstandenen Gebilden. Gelegentlich entstanden aus Gallussäure auch gekrümmte Büschel feiner Röhren von 0,002—0,0006 mm Durchmesser mit Anschwellungen und runden Köpfen von 0,008 mm (Fig. 129, *c*), mit doppeltbrechenden Wänden und optischer Achse normal zur Röhrenoberfläche, mit vielen kleinen nebeneinander gereihten Blasen von 0,001 bis 0,0003 mm im Innern der Röhren. Diese doppeltbrechenden Kristalle waren aus Schaummassen von wässriger Gallussäure entstanden oder aufgebaut, wie die Kristalle von Kupfersulfat etc. aufgebaut sind, welche ich oben (§§ 49—60) beschrieben habe. Sie bestätigen meine in § 60 ausgesprochene Ansicht über die Struktur der Kristalle.

Aus der β -Tanninlösung setzten sich aber außer den eben erwähnten Kristallen von Gallussäure auch noch andere Kri-

stalle ab, bei dem Eintrocknen in einem Uhrglas, in Form von Würfeln mit Doppelbrechung und Auslöschungsrichtung parallel der Würfelkante, in Form von Rhomboedern oder Rhomben mit Auslöschungsrichtung parallel der Diagonale, mit runden Blasen und Schaumkammern im Innern. Man kann also nur sagen, daß die Lösung von β -Tannin ein Gemisch verschiedener kristallisierender Substanzen mit Gallussäure ist, die beim Eintrocknen keine Gallerte gibt, wie α -Tannin.

5 proz. Lösung von α -Tannin wurde durch fünftägiges Erhitzen auf 100° ebenfalls umgeändert, aber langsamer, wie 1 proz. Lösung.

(Fortsetzung im nächsten Heft.)

(Eingegangen 9. Dezember 1902.)

3. Eine Methode für die Intensitätsmessung von Röntgenstrahlen nebst einer Berechnung der Wellenlänge derselben; von G. Holtsmark.

[Auszug aus der Würzburger Inaugural-Dissertation.¹⁾]

P. Curie und G. Sagnac haben beobachtet, daß die sogenannten Sekundärstrahlen, welche von Röntgenstrahlen, wenn diese auf schwere Metalle treffen, erzeugt werden, mit negativer Elektrizität geladen sind²⁾. Das Metall (Platin oder Blei) wurde in Form eines Blattes isoliert in einer Dose aus Aluminium angebracht und mit dem einen Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden. Die Dose wurde bis auf Crookesches Vakuum ausgepumpt und der Wirkung von Röntgenstrahlen ausgesetzt. Die von den Röntgenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen trugen ihre Ladung auf die Wände der Aluminiumdose hin, während auf dem Metallblatt eine entsprechende positive Ladung zurückblieb, welche mit dem Elektrometer wahrgenommen wurde. Wenn die Elektrizität zur Erde abgeleitet wurde, konnten Curie und Sagnac einen Strom von der Größenordnung 10^{-10} Amp. messen.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, wie sich dieser Effekt zur Intensitätsmessung bei den die Sekundärstrahlen erzeugenden Röntgenstrahlen verwerten läßt. Ich habe die Methode benutzt, um die Absorption der Röntgenstrahlen in einigen Substanzen zu messen. In dem letzten Teil der Arbeit habe ich einen Versuch gemacht, die Röntgenstrahlen mit Hilfe der elektromagnetischen Lichttheorie in Beziehung zu dem gewöhnlichen Licht zu setzen, indem ich aus den Helmholtzschen Dispersionsformeln vermöge der gemessenen Absorptionskoeffizienten die Größenordnung der Wellenlänge für die Röntgenstrahlen berechnet habe.

1) In extenso in Archiv for mathematik og naturvidenskab. 24 Nr. 10. 1902 gedruckt.

2) P. Curie u. G. Sagnac, Compt. rend. 130. p. 1013. 1900.

Die Absorption der Röntgenstrahlen ist von Röntgen¹⁾ und einer Reihe von anderen Forschern mit photometrischen Methoden untersucht. Villari²⁾, Benoist und Hurmuzescu³⁾, McClelland⁴⁾ und Righi⁵⁾ haben die durch die Röntgenstrahlen bewirkte Entladung geladener Körper für Intensitätsmessungen benutzt. Eine von den Röntgenstrahlen hervorgerufene Erwärmung ist studiert und zum Teil für Absorptionsmessungen benutzt von Dorn⁶⁾, Schoeps⁷⁾, Rutherford, Macdonald und McClung.⁸⁾ Leininger⁹⁾ vermochte indessen keine Wärmeentwicklung bei den Röntgenstrahlen zu beobachten.

Die auf der Entladungswirkung beruhende Intensitätsmessung darf wohl als eine sehr unvollkommene bezeichnet werden, und die auf der Wärmeentwicklung beruhende ist nach den Versuchen von Leininger sehr zweifelhaft geworden. Die photometrischen Durchlässigkeitsmessungen sind ja in der Wirklichkeit keine Intensitätsmessungen. Somit hat es bisher an einer wirklichen Methode für Intensitätsmessungen gefehlt, und um so mehr dürfte ein Versuch von Interesse sein, eine solche mit Hilfe anderer bis jetzt nicht ausgewerteten Eigenschaften der Strahlen herbeizuführen. Auf Veranlassung des Hrn. Prof. W. Wien habe ich zu diesem Zwecke die im folgenden beschriebene Untersuchung angestellt.

Versuchsanordnung.

Die Sekundärstrahlen wurden auf einem 10 cm langen und 2 cm breiten Platinblech erzeugt, das in einer 18 cm langen evakuierten Glasröhre von 3,5 cm Durchmesser an-

1) W. C. Röntgen, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin **26**. p. 576—592. 1897.

2) E. Villare, Rend. di Nap. (3a) **2**. p. 102—109. 1896.

3) L. Benoist u. D. Hurmuzescu, Compt. rend. **122**. p. 379 bis 389. 1896.

4) J. A. McClelland, Proc. Roy. Soc. **60**. p. 146—148. 1896.

5) A. Righi, Rend. Linc. (5a) **5** [1] p. 142—149. 1896; Compt. rend. **122**. p. 601—602. 1896.

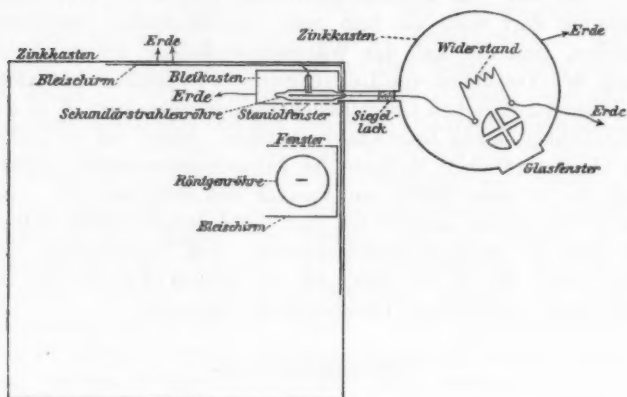
6) E. Dorn, Wied. Ann. **63**. p. 160—176. 1897.

7) K. Schoeps, Zeitschr. f. Naturw. **72**. p. 145—196. 1899.

8) E. Rutherford, R. Macdonald u. K. Mc. Clung, Proc. Roy. Soc. **67**. p. 245—250. 1900.

9) F. Leininger, Physik. Zeitschr. **2**. p. 691—693. 1901.

gebracht war. Durch einen im Glas eingeschmolzenen Platindraht war das Platinblech mit dem einen Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden. Die Sekundärstrahlen, die während der Bestrahlung mit Röntgenstrahlen vom Platin ausgehen, übertragen ihre negative Ladung auf das Glas, während die zurückgebliebene positive Elektrizität das Quadrantenpaar ladet. Um zu vermeiden, daß die positive Elektrizität auf dem Platin sich mit der negativen Elektrizität auf dem Glase durch etwa anwesendes, vermöge der Röntgenstrahlen leitend gemachtes Gas vereinige, wurde die Glasröhre möglichst gut evakuiert.



Zu dem Zwecke wurde sie während des Pumpens mehrere Stunden lang erhitzt; mit Hilfe einer eingeschmolzenen Platinelektrode wurden dann Entladungen hindurchgelassen. Das Pumpen wurde so lange fortgesetzt, bis überhaupt keine Entladungen mehr durchgingen. Die Glasröhre war in einen Bleikasten eingelegt; dieser besaß auf der gegen die Röntgenröhre zugewandten Seite ein mit Stanniol überdecktes Fenster. Der Bleikasten sowie das Stanniol waren durch angelötete Drähte mit der Erde verbunden. Auf diese Weise war die Röhre vollständig gegen elektrische Wirkungen vom Induktorium geschützt.

Das Platinblech war, wie gesagt, mit dem einen Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden. Das nämliche Quadranten-

paar war mit Zwischenschaltung eines Widerstandes von ungefähr $4 \cdot 10^9$ Ohm mit der Erde verbunden, während das andere Quadrantenpaar direkt an Erde gelegt war. Auf diese Weise konnte die auf dem Platinblech erzeugte positive Elektrizität durch den Widerstand zur Erde strömen, und es wurde nun die Spannungsdifferenz an den beiden Enden des Widerstandes mit dem Elektrometer gemessen. Diese Spannungsdifferenz bez. der Ausschlag am Elektrometer war nach dem Ohmschen Gesetz proportional dem Strom, der durch den Widerstand floß, der wieder, wie unten näher besprochen wird, der Intensität der Röntgenstrahlen proportional war.

Als Widerstandsmaterial wurde Glas verwendet. Ein ca. 2 mm dicker Stab aus blauem Schmelzglas wurde auf zwei Stellen mit Stanniolstreifen belegt; um das Stanniol wurde Messingdraht fest herumgewickelt, und die so erhaltenen Elektroden wurden gegeneinander bis auf etwa 1 mm Abstand verschoben. Der verbleibende Zwischenraum wurde mit Siegellack überzogen. Es wurden zwei solche Widerstände gemacht, jeder von ungefähr $6 \cdot 10^9$ Ohm. Parallel geschaltet bildeten sie einen Widerstand von $3\text{--}4 \cdot 10^9$ Ohm, eine Größe, die bei meinen Versuchen die günstigste war. Dieser Widerstand hatte zwar den Nachteil, daß er bei Temperaturänderungen erhebliche Schwankungen erlitt. Bei den Versuchen aber war die Kenntnis des Absolutwertes des Widerstandes nicht erforderlich. Ich verfuhr nämlich so, daß ich die Ausschläge am Elektrometer bei unmittelbar nacheinander angestellten Beobachtungen verglich; daß sich der Widerstand in der kurzen Zeit nicht erheblich änderte, dafür hatte ich schon in der Konstanz der Ausschläge eine genügende Kontrolle. Übrigens wurde der Widerstand öfters durch direkte Messung kontrolliert.

Das Elektrometer besaß Dolezaleksche Konstruktion.¹⁾ Die Nadel wurde von einer Zambonischen Säule geladen. Ein Skalenteil entsprach etwa $5,3 \cdot 10^{-4}$ Volt bei 1,8 m Skalenabstand.

Die Röntgenröhre stammte von Müller-Uri (Braunschweig) für 10—20 cm Funkenlänge. Der Abstand zwischen dem

1) F. Dolezalek, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 18—22. 1901.

Fokus der Röntgenstrahlen und der Sekundärstrahlenröhre betrug im allgemeinen 25 cm. Zum Betrieb der Röntgenröhre wurde ein Induktorium mit Platinunterbrecher verwendet; den Primärstrom lieferte eine Batterie von acht Akkumulatoren. Die Röntgenröhre war mit einem eingeschmolzenen Platinpalladiumröhrchen zum Regenerieren der Röhre versehen. Anfangs wurde diese Regeneriervorrichtung gar nicht benutzt; aber nach mehreren Wochen war die Röhre im Gebrauch so hart geworden, das sie kaum mehr Röntgenstrahlen gab; dann mußte die Regeneriervorrichtung häufig in Funktion treten, um die Röhre genügend weich zu erhalten. Es war nämlich bei den Messungen von großer Bedeutung, daß sich die Röhre auf konstanter Härte erhielt. Die Strahlen, welche eine harte Röhre gibt, werden verhältnismäßig viel weniger absorbiert als die einer weichen Röhre. Auch ist der absolute Effekt der Strahlen, d. h. der Ausschlag am Elektrometer, bei verschiedener Härte ein verschiedener; bei einer gewissen Qualität der Strahlen scheint der Effekt ein Maximum zu erreichen, während sowohl die härteren als die weicheren Strahlen einen kleineren Effekt geben. Dies Verhältnis habe ich nicht näher untersuchen können, schon aus dem einfachen Grunde, weil es mir nicht gelang, der Regulierung der Röhre vollständig Herr zu werden. Um die Qualität der Röhre zu beurteilen, wurde parallel zur Röhre ein Funkenmikrometer mit Zinkkugeln von 1 cm Durchmesser geschaltet. Hiermit wurde die Funkenstrecke in der Parallelleitung gemessen, und diese Länge wurde als ein rohes Maß für die Spannungsdifferenz der Röhrenelektroden angenommen. Bei den letzten endgültigen Absorptionmessungen variierte die Länge der Funken zwischen etwa 3,5 und 4,5 cm. Während der Vorversuche arbeitete ich mit Spannungen, welchen Funken von 2—9 cm Länge entsprachen.

Einen allerdings vergeblichen Versuch, die Regeneriervorrichtung der Röntgenröhre zu verbessern, habe ich in der Dissertation beschrieben. Da habe ich auch die Vorrichtungen besprochen, durch welche ich das Elektrometer vor direkter Bestrahlung der Röntgenstrahlen und vor heranziehender, durch Röntgenstrahlen leitend gemachter Luft sowie vor elektrischen Wirkungen vom Induktorium schützte.

Von dem Platz des Fernrohres aus konnte das Induktorium in Gang gesetzt, und der Ausschlag am Elektrometer von der Ruhelage aus beobachtet werden. Das Elektrometer stellte sich langsam ein, die Nadel wanderte aus der Ruhelage erst schnell, dann langsamer zu der endgültigen Stellung hin. Es dauerte unter Umständen eine halbe Minute oder länger bis sich die Nadel eingestellt hatte. Nachdem die Bestrahlung bei Abstellung des Induktoriums aufgehört hatte, wanderte die Nadel nach demselben Gesetz zu der Ruhelage zurück. Diese langsame Bewegung ist, wie ich in der Dissertation näher auseinandergesetzt habe, wohl erklärlich, wenn man bedenkt, daß der Ausschlag von einer Spannung bedingt ist, die sich erst allmählich ausbildet, je nachdem sich die Elektrizität auf dem Platinblech vermöge der Bestrahlung entwickelt. Aber wahrscheinlich wirkt noch ein anderer Umstand verzögernd auf die Einstellung der Nadel. Es scheint, daß sich die Röntgenröhre beim Gebrauch ändert, und zwar so, daß der Effekt der Strahlen anfänglich wächst und sein Maximum erst nach einiger Zeit erreicht. Nachdem dies Maximum erreicht ist, ändert sich die Röhre weiter, indem der Effekt der Strahlen sich verringert. Um diese Schwankungen an der Röhre möglichst zu vermeiden, bestrebte ich mich, die Röhre möglichst wenig anzustrengen. Um die Einstellungszeit zu verkürzen, wählte ich den Widerstand so klein wie es nur möglich war, um noch genügend große Ausschläge zu bekommen. Der Strom war im allgemeinen von der Größe $1 \cdot 10^{-11}$ Amp. Die Empfindlichkeit des Elektrometers hatte ich weit möglichst gesteigert, 1 Skt. entsprach $5,3 \cdot 10^{-4}$ Volt. Um einen Ausschlag von 100 Skt. zu erhalten, mußte also der Widerstand $5,3 \cdot 10^9$ Ohm sein. Es erwies sich als ungünstig mit größeren Ausschlägen bez. größeren Widerständen zu arbeiten, weil dann die Einstellung zu langsam erfolgte. Wegen der Schwankungen des Widerstandes lagen die Ausschläge bei voller Bestrahlung zwischen 40 und 120, am häufigsten zwischen 60 und 80.

Ein Absorptionsversuch wurde in folgender Weise angestellt: Zuerst wurde der Ausschlag bei voller Bestrahlung beobachtet, dann, wenn die Strahlen durch eine Platte von irgend einer Substanz passierten. Um die Absorption in nach-

einander folgenden Schichten einer Substanz zu messen, wurde eine Reihe von Platten aus der betreffenden Substanz verwendet. Unter Absorptionskoeffizient verstehe ich den Koeffizienten q' in dem Verhältnis $e^{-q'd}$, welches mir angibt, wie die Intensität der Strahlen geschwächt wird, wenn sie eine Strecke d durchheilen. Wenn die absorbierende Schicht so dick wird, daß nur noch 30 Proz. oder weniger von der Strahlungsintensität durchgelassen werden, sind die Messungen unsicher.

Beobachtungsergebnisse.

Um zu entscheiden, ob die Ausschläge am Elektrometer proportional der Intensität der Strahlung waren, wurden die Ausschläge bei verschiedenen Abständen zwischen Röntgenröhre und Sekundärstrahlenröhre beobachtet. Bei einem Versuche waren die Abstände 25 und 50 cm, die Ausschläge 64,6 und 18,2 (Mittel aus je vier Beobachtungen). Bei einem anderen Versuch waren die Abstände 25, 35, 55, 65 cm, die Ausschläge 161, 86, 37, 24. Während die Quadrate der Abstände sich verhalten wie

$$1 : 1,96 : 4,84 : 6,77,$$

verhalten sich die Ausschläge umgekehrt wie

$$1 : 1,88 : 4,36 : 6,72$$

Der Mangel an Übereinstimmung darf wohl auf Versuchsfehler zurückgeführt werden.

Es wurde die Absorption in Metallen, Salzlösungen, Gasen, Dämpfen und einigen anderen Körpern untersucht. Die Strahlen einer harten Röntgenröhre wurden immer weniger absorbiert als die einer weichen. Wenn die Absorption in aufeinander folgenden Schichten eines Körpers gemessen wurde, nahm der Absorptionskoeffizient mit zunehmender Dicke immer ab. Die Strahlen verhielten sich also immer wie ein Gemisch von mehr oder weniger absorbierbaren Strahlen. Der Absorptionskoeffizient nahm mit der Schichtdicke nicht gleichmäßig ab. Wenn die Absorptionskoeffizienten als Ordinaten, die Schichtdicken als Abszissen in ein Diagramm eingetragen wurden, ergaben sich Kurven, welche weder gerade Linien noch Exponentialkurven

waren. Versuche mit Lösungen gaben ein ähnliches Resultat. Der Absorptionskoeffizient eines gelösten Körpers wuchs bei zunehmender Konzentration nicht in demselben Verhältnis wie die in der Volumeneinheit gelöste Menge, und zwar wuchs der Absorptionskoeffizient langsamer als die Konzentration.

Ich will nun die einzelnen Resultate der Absorptionsversuche besprechen. Während der Vorversuche war die Röntgenröhre sehr veränderlich, und ich konnte dann die Absorption sowohl für harte wie für weiche Strahlen messen. Indessen sind die Messungen, welche ich vornahm, nicht so einwandfrei wie die letzten, weil ich anfangs infolge mangelnder Erfahrung noch nicht unter den günstigsten Bedingungen, speziell mit dem vorteilhaftesten Widerstand arbeitete. Als ich nachher zu den endgültigen Messungen überging, hatte ich inzwischen die Röntgenröhre ausgepumpt; die Folge dieses Auspumpens war, daß sich die Röhre während des späteren Gebrauches konstant erhielt, und es fehlte mir dann die Gelegenheit, die Absorption von Strahlen verschiedener Qualität zu vergleichen. Während dieser letzten Periode entsprach die Spannung an der Röntgenröhre einer Funkenlänge von 3,5 bis 4,5 cm. Die Messungen, die ich mit der härteren Röhre gemacht habe, können deshalb nur insofern einen Wert besitzen, als sie *qualitativ* einen Aufschluß über den Unterschied in dem Durchdringungsvermögen harter und weicher Strahlen geben.

Bei den einzelnen Substanzen gebe ich an die Dicke (d cm) der benutzten Platten, die Spannung der Röntgenröhre durch die Länge, s cm, der Funke am parallelgeschalteten Funkenmikrometer gemessen, und die Absorptionskoeffizienten q' , bezogen auf Centimeter in den aufeinander folgenden Schichten.

Kupfer.

$d = 0,00659$	0,00673 cm	
$q' = 150$	99	$s = 3,7-4,0$ cm
$q' = 106$	86	$s = 5,5-6,0$

Aluminium.

$d = 0,104$	0,109	0,212 cm	
$q' = 5,5$	4,7	3,5	$s = 3,5-3,7$ cm
$q' = 4,3$	2,6	2,2	$s = 6-7$

Platin.

$d = 0,000493$	$0,000518$	$0,000480$ cm	
$q' = 1080$	$1090^1)$	$530^1)$	$s = 3-3,6$ cm
$q' = 890$	760	660	$s = 4,2-4,6$
$q' = 640$	530	480	$s = 4,8-6,5$

Silber.

$d = 0,00446$	$0,00457$ cm	
$q' = 230$	$190^2)$	$s = 3,3$ cm
$q' = 220$	$150^3)$	$s = 6$

Blei.

$d = 0,0085$ cm	
$q' = 370$	$s = 3,5$ cm

Zink.

$d = 0,0102$ cm	
$q' = 130$	$s = 4-4,5$ cm

Nickel.

$d = 0,0162$ cm	
$q' = 110^3)$	$s = 4$ cm

Eisen.

$d = 0,0152$ cm	
$q' = 95$	$s = 3,7$ cm

Zinn.

$d = 0,00458$	$0,00497$ cm	
$q' = 140$	120	$s = 3,7-3,9$ cm

Gold.

$d = 0,000196$	$0,000407$	$0,000394$ cm	
$q' = 1490$	1120	910	$s = 3,8-4$ cm.

Quecksilber.

Stanniol von etwa 0,004 cm Dicke wurde auf eine dünne Holzplatte geklebt und dann amalgamiert. Bei drei Versuchen waren die berechneten Dicken der Quecksilberschichten 0,000906, 0,001038 und 0,00127 cm. Es wurde gemessen q' bez. = 590, 340 und 400 bei $s = 3,5$. Aus der Absorption in einer Lösung

- 1) Wahrscheinlich Versuchsfehler.
- 2) Unsicher.
- 3) Unsicher.

von salpetersaurem Quecksilberoxyd wurde für Quecksilber berechnet: $d = 0,00176$ cm, $q' = 550$ bei $s = 3,5$. Ein anderer Versuch mit Quecksilberchloridlösung ergab für Quecksilber $q' = 600$ bei $s = 3,4$ cm.

Kohlenstoff.

Es wurden Kohlenstücke von der Art, wie sie in galvanischen Elementen verwendet werden, untersucht.

$d = 0,79$	0,29	0,99 cm	
$q' = 0,73$	0,50 ¹⁾	0,64	$s = 4-4,2$ cm

Schwefel.

$d = 0,275$ cm	
$q' = 5,7$	$s = 3,8$ cm

Paraffin.

$d = 1,62$	1,63	1,61 cm	
$q' = 0,272$	0,263	0,266	$s = 4,1$ cm

Wasser.

$d = 1,23$	1,40 cm	
$q' = 0,54$	0,48	$s = 2,2-2,3$ cm
$q' = 0,52$	0,46	$s = 3,6-4$

Wasserstoff.

Ich konnte keinen Unterschied in der Durchlässigkeit bei Luft und bei Wasserstoff beobachten, wenn die Weglänge der Strahlen im Gas 31,7 cm war.

Flüssige Luft.

Flüssige Luft wurde in einen Kasten aus Karton gefüllt, welcher mit Baumwolle umwickelt war. Ich fand bei einem Versuch:

$d = 1,85$ cm	
$q' = 0,44$	$s = 5,0$ cm

Bei einem anderen Versuch:

$d = 4,5$ cm	
$q' = 0,37$	$s = 4,9$ cm

Betreffs der Versuche über Absorption in Quecksilberdampf und Joddampf muß ich auf die Dissertation hinweisen.

1) Versuchsfehler.

Bei der Untersuchung der Absorption in Flüssigkeiten wurden drei rechteckige Holztröge benutzt. Die Wände waren aus 2 mm dicken Zigarrenkastenbrettern gebildet. Um die Tröge wasserdicht zu machen, wurden sie in Paraffin gekocht. Die Weglängen der Strahlen in der Flüssigkeit waren bei den drei Trögen 0,47, 1,23 und 2,63 cm. Bei stärker absorbierenden Flüssigkeiten wurde der kleinste Trog benutzt.

Während bei Salzsäure und Schwefelsäure eine erheblich größere Absorption beobachtet wurde als bei Wasser, konnte ich bei Salpetersäure, welche pro Liter 300 g HNO_3 enthielt, im Absorptionskoeffizient keinen Unterschied von dem des Wassers beobachten. Diese Eigenschaft habe ich verwertet, um die Absorptionskoeffizienten einiger Metalle in Lösungen zu untersuchen. Zunächst wollte ich untersuchen, ob ein Metall in festem Zustande dasselbe Absorptionsvermögen hat, wie wenn es sich in einer chemischen Verbindung in Wasser gelöst befindet. Es wurde eine Lösung von Silbernitrat bereitet, welche, in den Holztrog gefüllt, genau so viel Silber pro Quadratcentimeter der Fläche des Troges enthielt, wie eine Silberplatte von 0,00446 cm Dicke. Es wurde der Ausschlag beobachtet, einmal wenn die Strahlen durch die Lösung gingen, und dann wenn die Strahlen durch das Wasser und die Silberplatte gingen. Der Ausschlag war in beiden Fällen derselbe. Während die Strahlung durch Wasser einen Ausschlag von 108 Skt. hervorbrachte, war der Ausschlag bei der Kombination Wasser + Silberplatte sowie bei der Lösung von Silbernitrat 39. Die Salpetersäure kommt bei diesem Versuch nicht in Betracht, da ihre Absorption, wie oben erwähnt, von derselben Größe wie die des Wassers ist. Aus diesem Versuch geht hervor, daß das Silber in der Silbernitratlösung gleichviel wie eine gleiche Silbermenge in festem, metallischem Zustand absorbiert. Versuche mit Blei gaben für dies Metall ein ähnliches Resultat. Die Versuche bestätigen, was schon von mehreren Forschern gefunden ist, daß das Absorptionsvermögen eines Körpers von dessen Aggregatzustand und chemischen Zustand unabhängig ist. Ich habe das Resultat benutzt, um den Absorptionskoeffizient einiger Metalle zu bestimmen.

Benoist hat ein Gesetz für die Durchlässigkeit der chemischen Elemente angegeben.¹⁾ Ich habe meine Resultate mit diesem Gesetz verglichen. Obwohl in großen Zügen eine gewisse Übereinstimmung zu herrschen scheint, stimmen doch meine Resultate im einzelnen gar nicht gut mit dem Gesetz überein, was ich in der Dissertation näher nachgewiesen habe.

Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen.

Kurz nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen wurde von mehreren Seiten darauf aufmerksam gemacht, daß die Strahlen sich vielleicht als eine Art Lichtstrahlen von kleiner Wellenlänge auffassen ließen. Auch erinnerte man an die Kettlersche und Helmholtzsche Dispersionstheorien, die direkt zu der Konsequenz führen, daß Lichtwellen von sehr kurzer Wellenlänge einen Brechungsexponent nahe gleich 1 haben und auch wenig absorbiert werden müßten. Auf Grund der Annahme, daß die Röntgenstrahlen transversale Ätherwellen mit sehr kurzer Wellenlänge wären, wurde ihre Wellenlänge berechnet. Indessen mußten diese Berechnungen aus dem Grunde unsicher werden, weil sie sich wesentlich auf den Wert des Brechungsexponenten aufbauten. Nachdem nun jedoch die Absorptionskoeffizienten experimentell bestimmt worden sind, läßt sich die Rechnung auf einer etwas sichereren Grundlage ausführen.

Für die Dispersion leitet v. Helmholtz die folgenden Formeln ab:

$$(1) \quad \begin{cases} q = \frac{n}{\mathfrak{C}_0} \sqrt{\frac{q_0}{q_1}} \cdot \sin \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_0), \\ \frac{1}{\mathfrak{C}} = \frac{1}{\mathfrak{C}_0} \sqrt{\frac{q_0}{q_1}} \cos \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_0). \end{cases}$$

Hier bezeichnen q den Absorptionskoeffizienten der Amplitude bezogen auf die Längeneinheit, \mathfrak{C}_0 und \mathfrak{C} die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der Wellen bez. im freien Äther und in dem absorbierenden Medium, und n die Anzahl der Schwingungen

1) L. Benoist, Journ. de physique (3) 10. p. 653—668. 1901.

in 2π Sekunden.¹⁾ ϱ_0 , ϱ_1 , θ_1 und θ_0 sind Hilfsgrößen, welche durch die Gleichungen

$$(2) \quad \begin{cases} a^2 - m n^2 + 1 = \varrho_0 \cos \theta_0, & k n = \varrho_0 \sin \theta_0, \\ a^2 - m n^2 - 1 = \varrho_1 \cos \theta_1, & k n = \varrho_1 \sin \theta_1 \end{cases}$$

definiert sind. a^2 , m und k sind wiederum die Konstanten in der Bewegungsgleichung der Ionenpaare:

$$\mathfrak{Y} = a^2 \eta + m \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + k \frac{\partial \eta}{\partial t}.$$

$\mathfrak{C}_0/\mathfrak{C}$ ist das Brechungsverhältnis des Mediums und wird im folgenden mit N bezeichnet.

Aus den Formeln (1) und (2) läßt sich der Absorptionskoeffizient q als Funktion der Schwingungszahl n , oder n als Funktion von q ausdrücken. Wäre nun diese Funktion gegeben, so könnte man offenbar die jetzt bekannten Absorptionskoeffizienten einführen und auf diese Weise die Schwingungszahl der Röntgenstrahlen berechnen. Zu diesem Zwecke nun muß man die Konstanten a^2 , m und k kennen. Diese lassen sich berechnen, wenn man q und N bei zwei verschiedenen Wellenlängen kennt. Die Absorption und die Brechung bei den Metallen sind von mehreren Forschern untersucht. Bei meinen Berechnungen habe ich die von Drude gefundenen Werte der optischen Konstanten zu Grunde gelegt.²⁾

Allerdings ist eine Rechnungsweise, wie ich hier angedeutet habe, mit einer erheblichen Unsicherheit verbunden. Die Helmholtzschen Formeln setzen nämlich voraus, daß die Ionen bloß eine Eigenschwingung haben. Bei zwei oder mehreren Eigenschwingungen lassen sich die Formeln ohne Erweiterungen nicht anwenden. Über die Eigenschwingungen der Ionen bei den Metallen ist indessen wenig bekannt, und zwar weiß man nicht, ob nur eine oder mehrere Eigenschwingungen vorhanden sind. Immerhin schien es doch von einem gewissen Interesse zu sein, die Theorie ohne weiteres anzuwenden. Über die Anwendbarkeit sollen dann die Resultate der Rechnungen so gut wie möglich Aufschluß geben.

1) H. v. Helmholtz, Vorlesungen über die elektromagnetische Theorie des Lichtes, p. 339. Herausgegeben von Arthur König und Carl Runge. Hamburg und Leipzig 1897.

2) P. Drude, Wied. Ann. 39. p. 481—554. 1890.

Zunächst handelt es sich darum, die Formeln in eine für die Zahlenrechnungen handliche Form zu bringen. Die Umrechnungen sind in der Dissertation ausführlich wiedergegeben. Hier werde ich nur die Resultate mitteilen. Drude hat den Absorptionsindex κ und den Brechungsindex N bestimmt.¹⁾ κ wird von Drude so definiert: Nach Durchheilen einer Strecke λ (Wellenlänge) nimmt die Lichtamplitude im Verhältnis $e^{-2\pi\kappa}$ ab.²⁾ Mit λ wird die Wellenlänge in dem absorbierenden Medium gemeint. Dann wird

$$(3) \quad N = \frac{\mathfrak{G}_0}{\mathfrak{G}},$$

$$(4) \quad \kappa = \frac{q \mathfrak{G}}{n} = \operatorname{tg} \frac{\theta_1 - \theta_0}{2},$$

wo q , \mathfrak{G} und n dieselbe Bedeutung wie bei Helmholtz haben. Bei den weiteren Rechnungen habe ich einige Glieder vernachlässigt, indem bei allen den von Drude in der zitierten Arbeit untersuchten Metallen $(\kappa^2 + 1)N^2$ groß gegen 1 ist und θ_0 immer ein sehr kleiner Winkel ist. Ich finde dann:

$$(5) \quad a^2 - m n^2 = 1 - \frac{2(\kappa^2 - 1)}{(\kappa^2 + 1)^2 N^2}$$

und

$$(6) \quad k n = \frac{4 \kappa}{(\kappa^2 + 1)^2 N^2}.$$

Man sieht, daß k aus den optischen Konstanten bei nur einer Wellenlänge bestimmt werden kann. Um m und a^2 zu finden, müssen die Konstanten bei wenigstens zwei verschiedenen Wellenlängen bekannt sein. Wenn k aus den Konstanten bei den beiden Wellenlängen berechnet wird, so müssen die beiden gefundenen Werte übereinstimmen, falls unsere Rechnungen richtig sind. Man gewinnt so eine gewisse Kontrolle bei der Rechnung.

Wir setzen nun zur Abkürzung

$$(7) \quad A = \frac{2(\kappa^2 - 1)}{(\kappa^2 + 1)^2 N^2}$$

1) Bei Drude heißt der Brechungsindex n . Ich habe statt dessen, um von der Helmholtzschen Schwingungszahl n zu unterscheiden, den Buchstaben N gewählt.

2) P. Drude, Lehrbuch der Optik p. 333. Leipzig 1900.

und werden die Zahlen, welche sich auf die Wellenlängen λ_1 und λ_2 beziehen, mit dem Index 1 bez. 2 bezeichnen. Wir setzen ferner

$$(8) \quad \delta = \frac{n_2^2}{n_1^2} - 1 = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} - 1$$

und erhalten aus (5), indem wir die Gleichung auf zwei Wellenlängen anwenden

$$(9) \quad a^2 = 1 - A_1 + \frac{A_2 - A_1}{\delta}$$

und

$$(10) \quad m = \frac{A_2 - A_1}{n_2^2 - n_1^2}.$$

Drude hat nun seine Messungen bei gelbem Licht,

$$\lambda_2 = 59 \cdot 10^{-6} \text{ cm},$$

und bei rotem Licht

$$\lambda_1 = 63 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

gemacht. Somit ist

$$n_1 = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}{63 \cdot 10^{-6}} = 2,99 \cdot 10^{15},$$

$$n_2 = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{10}}{59 \cdot 10^{-6}} = 3,20 \cdot 10^{15},$$

$$n_2^2 - n_1^2 = 1,30 \cdot 10^{30},$$

$$\delta = 0,140.$$

Aus (6), (7), (8), (9) und (10) lassen sich a^2 , m und k bequem berechnen.

Unten sind die Zahlen in einer Tabelle zusammengestellt. In der zweiten, dritten, fünften und sechsten Kolumne befinden sich die von Drude angegebenen optischen Konstanten. In der vierten und in der siebenten Kolumne stehen die aus den Konstanten nach (7) berechneten Zahlen A_2 und A_1 . In den folgenden vier Kolumnen befinden sich die nach den Formeln (9), (10) und (6) berechneten a^2 , m und k . Die Zahlen in der m -Kolumne sind mit 10^{-32} , die Zahlen in den k -Kolumnen mit 10^{-16} zu multiplizieren.

Tabelle.

	Gelb			Rot			a^2	$m \cdot 10^{12}$	$k_2 \cdot 10^{16}$	$k_1 \cdot 10^{16}$	$q' = 2q$	$\lambda_R \cdot 10^7$ cm
	N_2	α_2	A_2	N_1	α_1	A_1						
Blei	2,01	1,73	0,0619	1,97	1,74	0,0644	0,918	—	0,336	0,370	370	—
Quecksilber	1,73	2,87	0,0567	1,87	2,78	0,0505	0,993	0,473	0,141	0,140	570	6,9
Platin	2,06	2,06	0,0555	2,16	2,06	0,0506	0,984	0,377	0,220	0,215	660	4,8
Gold	0,366	7,71	0,239	0,306	10,2	0,199	1,080	3,02	0,197	0,132	910	51,8
Zinn	1,48	3,55	0,0572	1,66	3,30	0,0508	0,995	0,494	0,109	0,113	120	3,7
Kadmium	1,13	4,43	0,0686	1,31	4,05	0,0593	1,006	0,713	0,102	0,104	—	—
Silber	0,181	20,3	0,1471	0,203	19,5	0,1266	1,016	1,57	0,0454	0,0485	190	23,7
Zink	2,12	2,60	0,0425	2,36	2,34	0,0383	0,992	0,324	0,120	0,134	130	2,4
Kupfer	0,641	4,09	0,244	0,580	5,24	0,194	1,157	3,80	0,895	0,257	99	15,3
Nickel	1,79	1,86	0,0772	1,89	1,88	0,0690	0,989	0,630	0,865	0,343	110	2,6
Stahl	2,41	1,38	0,0369	2,62	1,32	0,288	1,029	0,628	0,352	0,342	95	2,4
Aluminium	1,44	3,63	0,0584	1,62	3,86	0,0519	0,994	0,500	0,109	0,113	3,5	0,65
Magnesium	0,37	11,8	0,1027	0,40	11,5	0,0924	0,981	0,797	0,0548	0,0541	—	—
Wismut	1,90	1,93	0,0676	2,07	1,90	0,0373	1,016	0,790	0,299	0,279	—	—
Antimon	3,04	1,63	0,0268	3,17	1,56	0,0242	0,994	0,202	0,165	0,176	—	—

Wie gesagt, bietet die Übereinstimmung der bei den beiden Wellenlängen berechneten Werte für k eine gewisse Kontrolle. Die Zahlen stimmen gut überein bei Quecksilber, Platin, Zinn, Kadmium, Aluminium und Magnesium, weniger gut bei Blei, Silber, Zink, Nickel, Stahl, Wismut und Antimon, aber schlecht bei Gold und Kupfer. Gold und Kupfer müssen also für die weitere Berechnung ausscheiden. Die Abweichungen dürften wohl auf dem Vorhandensein von mehreren nahe aneinander liegenden Eigenschwingungen beruhen, und in diesem Falle läßt sich die Theorie, wie auch Helmholtz selbst bemerkt¹⁾, ohne Erweiterungen nicht anwenden. Bei den übrigen Metallen sind die Abweichungen wohl nicht so groß, daß sie nicht als die Folge von Versuchsfehlern angesehen werden könnten. Bei der später zu besprechenden Extrapolation sind für die k immer die Mittelwerte aus den beiden berechneten Werten benutzt.

Damit m sich berechnen lasse, muß $A_2 > A_1$. Dies trifft tatsächlich bei allen Metallen mit Ausnahme von Blei ein. Für Blei gibt die Rechnung ein negatives m , was keinen Sinn hat.

Vielleicht stehen die Widersprüche, zu welchen die Rechnungen bei Blei, Gold und Kupfer führen, damit im Zusammenhang, daß eben diese Metalle zwischen Rot und Gelb anomale Dispersion des Brechungsvermögens besitzen, während alle übrigen Metalle in diesem Gebiet eine normale Dispersion aufweisen.

Mit Hilfe der aus (5) und (6) gewonnenen Werte für a^2 , m und k kann man nun zu den Grundgleichungen (1) und (2) zurückgehen und die Schwingungszahl bez. Wellenlänge der Röntgenstrahlen berechnen, indem man für q die gemessenen Absorptionskoeffizienten einsetzt. $\mathcal{C}_0/\mathcal{C}$ kann man nun $= 1$ setzen, da alle Versuche für Röntgenstrahlen ein Brechungsverhältnis gleich 1 oder sehr nahe gleich 1 gegeben haben. Die Formeln (5) und (6) lassen sich bei dieser Extrapolation nicht verwenden, weil sie unter einer bestimmten Voraussetzung (θ_0 klein), welche bei den Röntgenstrahlen sicher nicht zutrifft, abgeleitet sind. Eine direkte Rechnung mit den Formeln (1) und (2) führt aber zu

1) l. c. p. 344.

großen Weitläufigkeiten, und um diese einigermaßen zu beschränken, habe ich die Betrachtungen, welche Helmholtz über den Verlauf der Dispersion der Brechung anstellt, herangezogen.

Die Helmholtzsche Theorie ergibt, daß das Brechungsverhältnis bei wachsender Schwingungszahl zunächst im Gebiet der Eigenschwingungen abnehmen und unter 1 sinken muß, danach aber wieder zunehmen, und sich bei wachsender Schwingungszahl dem Werte 1 asymptotisch nähern muß. Bei Röntgenstrahlen ist nun tatsächlich das Brechungsverhältnis gleich 1, und man ist deshalb berechtigt anzunehmen, daß die Schwingungen in den Röntgenstrahlen weit schneller als die Eigenschwingungen der Ionen in der Substanz sind. Die Eigenschwingungszahl (in 2π Sek.) ist durch $\sqrt{a^2/m}$ gegeben und liegt zwischen $0,55 \cdot 10^{16}$ für Kupfer und $2,2 \cdot 10^{16}$ für Antimon. Die Schwingungszahlen entsprechen den Wellenlängen $3,4 \cdot 10^{-5}$ und $0,85 \cdot 10^{-5}$ cm in Luft. Für Röntgenstrahlen finde ich dagegen bei den besten Berechnungen Wellenlängen von der Größenordnung $0,65$ bis $6,9 \cdot 10^{-7}$ cm. Die Größe $\sqrt{a^2/m}$ ist also gegenüber der Schwingungszahl der Röntgenstrahlen als klein anzusehen, d. h. in den Formeln (2) läßt sich a^2 gegenüber mn^2 vernachlässigen. Weiter ersieht man aus der Gleichung (4), daß bei den hohen Schwingungszahlen $\text{tg}(\theta_1 - \theta_0)/2$ klein werden muß. Denn q ist ja viel kleiner und n viel größer als bei dem gewöhnlichen Licht. Wir können dann in (1) $\cos \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_0) = 1$ setzen. Da ferner $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0$ ist, folgt aus (1): $\varrho_0 = \varrho_1$. Dies folgt übrigens auch aus den prinzipiellen Überlegungen bei Helmholtz. Endlich ersieht man aus der Tabelle, daß a^2 sehr nahe gleich 1 ist. Demnach verliert in (2) das Glied 1 auch jede Bedeutung neben dem großen Glied mn^2 . Die Gleichungen (2) sehen nun so aus:

$$-mn^2 = \varrho_0 \cos \theta_0 = \varrho_1 \cos \theta_1,$$

$$kn = \varrho_0 \sin \theta_0 = \varrho_1 \sin \theta_1.$$

Nach diesen Vereinfachungen erhält man leicht für hohe Schwingungszahlen n_R :

$$n_k^2 = \frac{k}{q m^2} \left(\frac{1}{\mathfrak{E}_0} - kq \right).$$

Nun ist $1/\mathfrak{E}_0 = \frac{1}{3} 10^{-10}$. Aus der Tabelle ersieht man, daß k maximal $0,4 \cdot 10^{-16}$ beträgt, und q kleiner als 10^3 ist. Das letzte Glied in Klammer kann also gegenüber dem ersteren vernachlässigt werden. Dann wird

$$n_R = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{k}{q \mathfrak{E}_0}}$$

oder

$$(11) \quad \lambda_R = 2 \pi C_0 m \sqrt{\frac{q \mathfrak{E}_0}{k}} = 3,26 \cdot 10^{16} m \sqrt{\frac{q}{k}}.$$

Aus dieser letzten Formel folgt, daß die Wellenlänge der Quadratwurzel aus dem Absorptionskoeffizient proportional ist. Die absorbierbaren Strahlen haben also die größere Wellenlänge.

In der Formel (11) bedeutet q den Dämpfungskoeffizient der Lichtamplitude. Auch x bezieht sich auf die Amplitude. Bei meinen Messungen habe ich aber den Absorptionskoeffizient q' der Intensität gemessen. Weil die Intensität dem Quadrate der Amplitude proportional ist, so wird $q = \frac{1}{2} q'$ sein. Dieser Wert muß bei der Berechnung von λ_R benutzt werden. In der vorletzten Spalte der Tabelle sind die $q' = 2q$ aufgeführt. Bei der Berechnung von λ_R habe ich die kleinsten mit Sicherheit beobachteten Werte von q' benutzt, weil diese vielleicht den Strahlen von mittlerer Wellenlänge entsprechen. Es gibt nämlich, wie früher gesagt, sicher Strahlen, welchen kleinere Absorptionskoeffizienten als die von mir gemessenen entsprechen.

In der letzten Spalte der Tabelle (p. 537) befinden sich endlich die mit Hilfe der Formel (11) berechneten Werte der Wellenlänge λ_R der Röntgenstrahlen. Diejenigen bei Gold und Kupfer sind wegen der früher auseinandergesetzten Gründe zu verwerfen; sie sind auch von einer anderen Größenordnung als die übrigen Zahlen. Auch bei Silber liegt das berechnete λ_R weit von den bei den anderen Metallen berechneten. Hierfür kann ich keine Erklärung geben. Die optischen Konstanten des Silbers haben zwischen Rot und Gelb extreme Werte. Vielleicht kann dieser Umstand eine gewisse größere Unsicherheit der Extrapolation bedingen. Abgesehen von Gold, Silber und Kupfer geben die Absorptionskoeffizienten für die übrigen 7 Metalle Werte für die Wellenlänge, welche zwischen $0,65$ und $6,9 \mu$ liegen.

Für Kadmium, Magnesium, Wismut und Antimon habe ich keine Absorptionskoeffizienten angegeben, weil meine Messungen mit diesen Metallen (in Lösungen) nicht als einwandfrei angesehen werden können. Da aber die Größenordnung der Konstanten a^2 , m und k für diese Metalle dieselbe ist, wie bei den übrigen, so wird die Berechnung der Koeffizienten aus diesen Konstanten zu Resultaten führen, die in ihrer Größenordnung von denen der anderen Metalle nicht abweichen werden.

Vorliegende Arbeit wurde im physikalischen Institut der hiesigen Universität im Laufe des letzten Winters und Frühlings ausgeführt. Dem Leiter des Institutes, Hrn. Prof. Dr. W. Wien, möchte ich für die Anregung und stete liebenswürdige Unterstützung bei den Untersuchungen auch an dieser Stelle meinen herzlichen Dank abstaten.

Würzburg, Physikalisches Institut, 7. Juli 1902.

(Eingegangen 21. November 1902.)

4. *Potentialverteilung im dunklen Kathodenraume*¹⁾; von A. Wehnelt.¹⁾

Eine große Anzahl älterer und neuerer Versuche über Kathodenstrahlen haben für den Gang derselben eine Fülle von zum Teil höchst eigentümlichen Tatsachen ergeben und, soweit es bei Beobachtungen allein möglich ist, die Erscheinungen festgestellt. Um aber zu bestimmen, welche der Tatsachen prinzipieller Natur sind, und welche durch sekundäre Umstände hervorgerufen werden, müssen quantitative Untersuchungen über diejenigen Größen angestellt werden, welche vor allem den Gang der Kathodenstrahlen bedingen, d. h. über *den Verlauf der Niveauflächen im dunklen Kathodenraume*.

Bestehen die Kathodenstrahlen aus sich bewegenden negativen Elektronen, so muß der ganze Verlauf derselben sich aus der Gestalt der Niveauflächen ergeben. Bestehen die Kanalstrahlen aus positiven Teilchen, die sich nach der Kathode²⁾ zu bewegen, so gilt auch für diese dasselbe.

Messungen über die Potentialflächen sind auch deshalb wichtig, weil sich aus ihnen nach dem Satz von Poisson die freie Elektrizität im dunklen Kathodenraume ergibt, falls der erwähnte Satz bei durchströmten Gasen gültig ist.³⁾

Bei den meisten bisherigen Untersuchungen⁴⁾ über den Potentialverlauf in einem Entladungsrohre hat man still-

1) Zum Teil bereits veröffentlicht in der Physik. Zeitschr. 2. p. 518—527. 1901 und 3. p. 501—503. 1902 und in der Erlanger Habilitationsschrift des Verfassers 1901.

2) Aus neueren Versuchen von Hrn. Goldstein geht hervor, daß unter gewissen Versuchsbedingungen von der Kathode magnetisch nicht merklich ablenkbare Strahlen ausgehen, welche er für Kanalstrahlen hält. Ob diese Anschauung richtig ist, müssen eingehende Versuche zeigen. E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 207—208. 1901.

3) Vgl. J. Stark, Ann. d. Phys. 5. p. 98—100. 1901.

4) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 47. p. 542 ff. 1890; W. P. Graham, Wied. Ann. 64. p. 66. 1898.

schweigend die Annahme gemacht, daß das Potential in Ebenen senkrecht zur Rohrachse konstant, ein jeder Querschnitt des Entladungsrohres also eine Niveaufläche ist. Nur ganz gelegentlich hat Hr. C. A. Mebius¹⁾ darauf hingewiesen, daß die Niveauflächen an der *Anode* gegen dieselbe konkave Flächen sind und hat diese Anschauung auch durch Potentialmessungen bestätigt. Versuche von mir selbst²⁾ über die Abnahme des Querschnittes von Kanal- und Kathodenstrahlenbündeln mit dem Druck in zylindrischen Röhren mit scheibenförmigen, den Querschnitt ausfüllenden Elektroden hatten ergeben, daß aller Wahrscheinlichkeit nach auf die Kathoden- bez. Kanalstrahlen innerhalb des dunklen Kathodenraumes von den Wänden Kräfte ausgeübt werden, welche sie nach der Mitte des Entladungsrohres drängen.

War diese Anschauung richtig, so mußten in der Umgebung der Kathode Potentialgefälle von der Achse des Rohres zur Wand vorhanden sein. In der Tat zeigten zwei Sonden, von denen die eine in der Achse eines zylindrischen Entladungsrohres, die andere nahe an der Wand desselben im gleichen Querschnitt war, eine recht beträchtliche Potentialdifferenz, wenn sie sich bei niederen Drucken im dunklen Kathodenraume befinden. Dieser Versuch lehrt also, daß *die zur Kathode parallelen Ebenen im dunklen Kathodenraume keine Niveauflächen sind.*

Ich habe daher eine größere Zahl von Potentialmessungen in dunklen Kathodenräumen verschieden gestalteter Kathoden ausgeführt, um hieraus erstens die so wichtige Gestalt und Lage der Niveauflächen zu bestimmen und dann die freie Elektrizität im dunklen Kathodenraume berechnen zu können.

I. Potentialverlauf und Niveauflächen an unbeeinflussten Kathoden.

Als *unbeeinflusste* Kathoden seien kurz solche bezeichnet, von denen die Gefäßwände so weit entfernt sind, daß sie keinen Einfluß auf die Stromverteilung ausüben, als *beeinflusste* Ka-

1) C. A. Mebius, Bihang till K. Svenska Vet.-Akad. Handlingar 24. (Nr. 9) p. 24. 1898; Beibl. 24. p. 714. 1900.

2) A. Wehnelt, Wied. Ann. 65. p. 528—532. 1898.

thoden hingegen solche, bei denen die Gefäßwände die Stromverteilung beeinflussen.

Als unbeeinflusste Kathoden benutzte ich einmal eine Kugel von 1 cm Radius und dann eine kleine ebene kreisförmige Kathode in großen Räumen. Bei ersterer ist ohne weiteres anzunehmen, daß die Niveauflächen zur Kugel konzentrische Flächen sind, es dienten in diesem Falle die Messungen also nur zur Gewinnung der Daten für die Berechnung der freien Elektrizität im dunklen Kathodenraume.

A. Messungen an einer Kugelkathode.¹⁾

Als Kathode diente eine polierte Aluminiumkugel (K) von 1 cm Radius (Fig. 1). Dieselbe war meßbar verschiebbar, so-

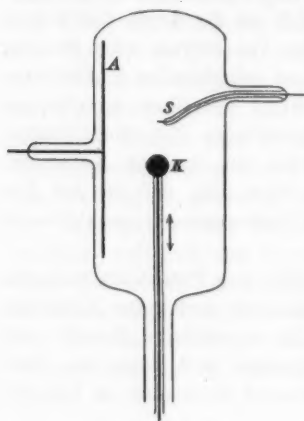


Fig. 1.

daß ihr Abstand von einer feststehenden Sonde (S) bis auf 0,01 cm genau abgelesen werden konnte. Die Kathode (K) befand sich in einem großen zylindrischen Gefäß von 15 cm Durchmesser und 30 cm Länge. Als Anode (A) diente ein langer Aluminiumdraht, der parallel zur Bewegungsrichtung der Kathode nahe der Glaswand befestigt war. Es wurde hierdurch erreicht, daß eine Verschiebung der Kathode auf- oder abwärts nicht die Entladungsbahn und damit auch nicht das Entladungspotential änderte. Die Kathode war

stets durch ein Milliampèremeter, das noch 0,05 Milliampère abzulesen gestattete, zur Erde abgeleitet. Die Potentialdifferenzen zwischen Sonde und Kathode wurden mit einem wohlisolierten Quadrantenelektrometer (in Doppelschaltung) gemessen. Als Stromquellen dienten bei Versuchen mit konstanter Stromstärke

1) Vgl. A. Wehnelt, Physik. Zeitschr. 3. p. 501—503. 1902.

eine 20 plattige Influenzmaschine, bei Versuchen mit variabler Stromstärke eine Hochspannungsbatterie.

1. Verlauf des Potentials bei verschiedenen Drucken, aber konstanter Stromstärke.

In der folgenden Tab. I sind einige Resultate, die bei recht verschiedenen Drucken erhalten wurden, aufgeführt. Es bedeutet r^1) den jeweiligen Abstand der Sonde vom Mittelpunkt der Kugelkathode ($R = 1$ cm), p die Drucke in mm Hg, V die Potentialdifferenzen zwischen Sonde und Kathode.

Tabelle I.

$$i = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$$

		V (in Volt)									
$r =$		1,1	1,2	1,3	1,5	2,0	2,5	3,0	4,0	5,0	6,0
$p =$	0,2	151	167	182	206	244	262	268	—	—	—
	0,1	226	235	252	268	307	327	337	339	—	—
	0,06	322	—	—	363	405	434	453	472	477	—
	0,03	507	527	545	557	584	617	637	671	688	690

Fig. 2 zeigt die Kurven für den Potentialverlauf konstruiert nach Tab. I. Sie zeigen keinerlei Maxima und Minima. Das Potential wächst am raschesten in der Nähe der Kathode, am langsamsten an der Grenze des dunklen Kathodenraumes. Mit abnehmendem Drucke wachsen die Potentiale an allen Stellen des dunklen Raumes nahezu gleich stark an, sodaß die Kurven an allen Stellen nahezu gleiche Krümmung haben. Deutlich zeigt dies auch die Fig. 3, welche die aus Fig. 2 konstruierten Kurven für die Potentialgradienten (dV/dx) enthält. Die Kurven haben nahezu den gleichen Verlauf.

Die Kurven in Fig. 2 beginnen erst bei einem Abstände von 0,1 cm von der Oberfläche der Kathode (1,1 cm vom Mittelpunkt derselben), da bei noch größerer Annäherung der

1) $r-1$ ist der Abstand der Sonde von der Oberfläche. Bei ebenen Kathoden bezeichne ich im folgenden die Abstände der Sonde von der Oberfläche der Kathode mit x .

Sonde an die Kathode erstere durch elektrostatische Anziehung so heftig in Schwingungen geriet, daß sie gegen die Kathode

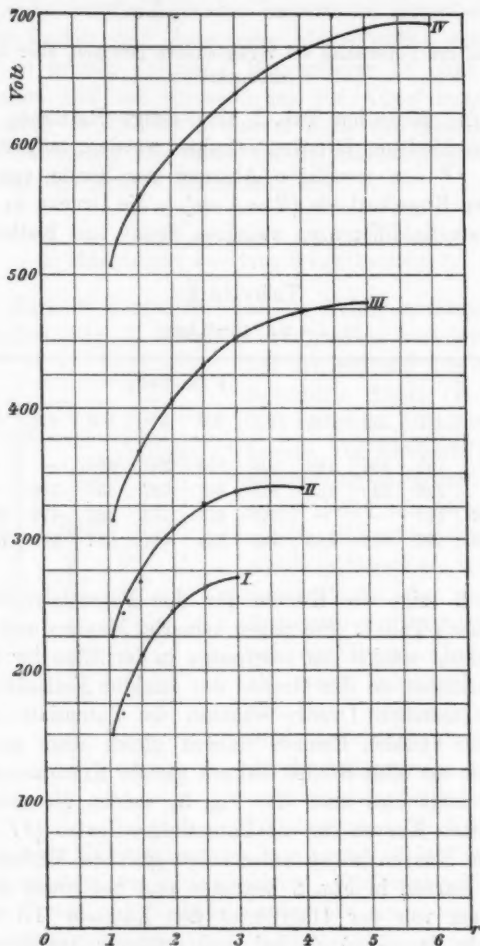


Fig. 2.

stieß, wodurch natürlich eine Messung unmöglich wurde. Es war deshalb nicht möglich festzustellen, ob etwa das Potential

stetig bis auf den Wert Null an der Oberfläche der Kathode abfällt, oder ob an dieser ein Potentialsprung stattfindet.

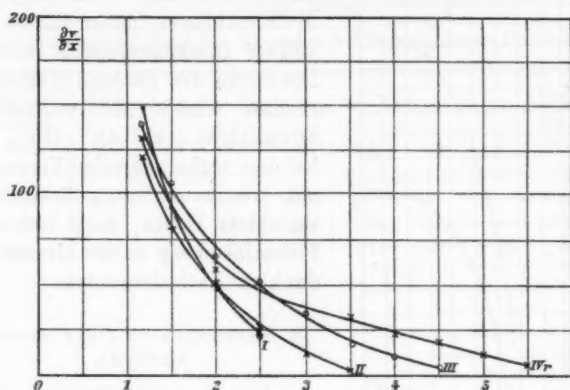


Fig. 3.

Letzteres ist zu vermuten, da nach Warburg jedem Metall ein ganz besonderer Kathodenfall zukommt.

2. Verlauf des Potentials bei konstantem Druck, aber variabler Stromstärke.

Die Bezeichnungen in der die Meßresultate enthaltenden Tab. II sind dieselben wie bei Tab. I.

Tabelle II.

$p = 0,09 \text{ mm Hg.}$

$r =$	$V \text{ (in Volt)}$				
	1,1	1,5	2,0	3,0	4,0
$i = \begin{cases} 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.} \\ 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ „} \\ 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ „} \\ 4,0 \cdot 10^{-3} \text{ „} \end{cases}$	252	266	339	373	382
	385	446	492	554	565
	496	620	704	768	780
	622	731	835	939	960

Fig. 4 zeigt den Verlauf der nach Tab. II konstruierten Potentialkurven. Dieselben steigen mit zunehmender Stromstärke

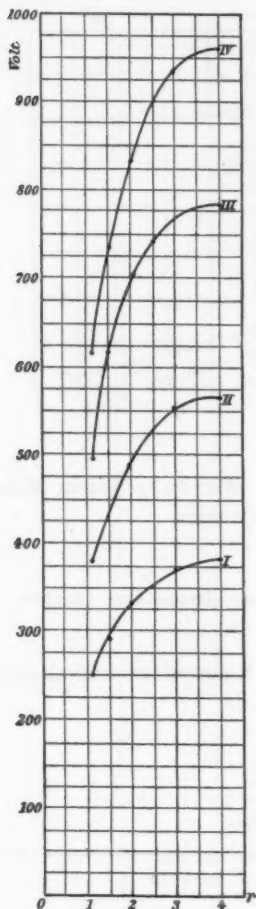


Fig. 4.

Zuerst wurde der Potentialverlauf längs der Normalen auf der Kathode bei verschiedenen Drucken bestimmt. Folgende Tab. I enthält die Resultate:

immer steiler an, woraus folgt, daß die Niveaulinien immer stärker und stärker zusammengepreßt werden. Die Dicke des dunklen Kathodenraumes nimmt mit wachsender Stromstärke etwas ab. Hier, wie bei den vorhergehenden Versuchen mit konstanter Stromstärke, aber variablem Druck, zeigt sich kein Potentialsprung an der Grenze des dunklen Kathodenraumes.

B. Messungen an einer ebenen Kathode.

In einem kugelförmigen Entladungsrohr (Fig. 5) von 12 cm Durchmesser befand sich eine von außen durch einen Magnet meßbar verschiebbare Kathode *K* und eine in gleicher Weise verschiebbare Sonde *S*, deren Bewegungsrichtung senkrecht zu der der Kathode *K* steht. Letztere bestand aus einer Kreisscheibe von 1 cm Radius. Ihre Rückseite und Zuleitungen waren sorgfältig isoliert. Die Kathode war durch ein Galvanometer zur Erde abgeleitet. Auch hier diente für Versuche mit konstanter Stromstärke eine Influenzmaschine, bei variabler eine Hochspannungsbatterie. Die Potentiale wurden mit einem Braunschen Elektrometer gemessen.

Tabelle I.

$$i = 0,34 \cdot 10^{-3}.$$

Potentialverlauf längs der Normalen bei verschiedenen Drucken.

Entladungs- potential in Volt	Abstände x der Sonde von der Kathode in cm							Dicke des dunklen Raumes
	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	
700	470	570	620	650	—	—	—	0,65 cm
1000	620	760	860	900	930	930	—	1,00
1200	640	850	990	1050	1070	1080	1080	1,30

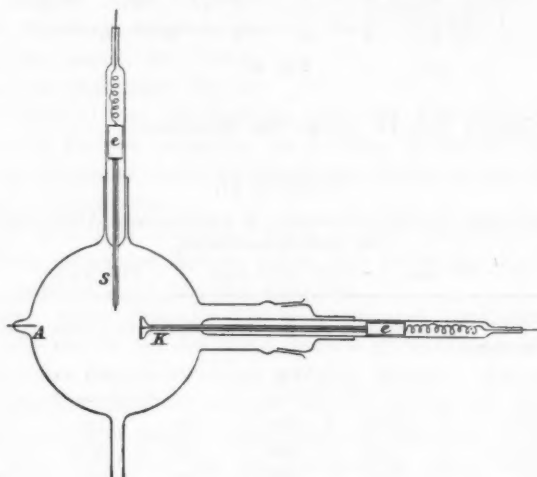


Fig. 5.

Die nach dieser Tabelle gezeichneten Kurven (Fig. 6) zeigen den Potentialverlauf. Das Potential steigt um so schneller an, je geringer der Druck ist. Trotz der recht scharfen Begrenzung des dunklen Kathodenraumes findet kein Potentialsprung beim Übergang desselben in das Glimmlicht statt.

Behufs Konstruktion der Niveauflächen wurden eine Reihe von Werten in verschiedenen Abständen von der Kathode und der Normalen derselben bestimmt.

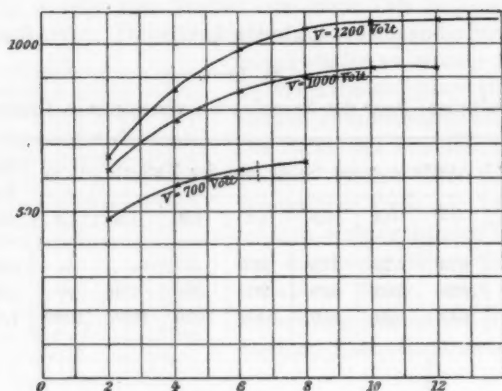


Fig. 6.

Folgende Tab. II enthält die Resultate:

Tabelle II.

Potential längs des Kathodenraumes in verschiedenen Abständen von der Kathodennormalen.

$p = 0,09 \text{ mm}$, $i = 0,34 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$, $V = 1310 \text{ Volt.}^1)$

Abstand x von der Kathodenebene in cm	Abstand r der Sonde von der Kathodennormale in cm				
	0	0,5	1	1,5	2
0,2	730	1030	1090	1110	1110
0,4	970	1060	1100	1090	1100
0,6	1030	1070	1080	1060	1060
0,8	1130	1130	1140	1110	1080
1,0	1140	1140	1140	1140	1080

Zur Konstruktion der Niveauflächen wurden die Kurven für V_x für verschiedene Abstände r der Sonde von der Ka-

1) Mit V bezeichne ich im folgenden kurz die Entladungspotentiale der jeweils benutzten Röhren, mit V_x das im Abstände x von der Kathode herrührende Potential, mit V_0 den Kathodenfall, mit r den Abstand der Sonde von der Kathodennormalen, mit p den Druck und mit i die Stromstärke.

thodennormalen gezeichnet. Aus diesen Kurven wurden dann die Abstände x für gleiche Potentiale V_x von den verschiedenen Stellen der Kathodenfläche ermittelt. Die Verbindungslinien dieser Punkte gleichen Potentials geben dann Niveaulinien, die Rotationsfläche dieser Linien die Niveauflächen.

Fig. 7 zeigt den nach Tab. II gezeichneten Verlauf der Niveauflächen. Schon in großer Nähe der Kathode zeigen sie Krümmungen, die zunehmend mit dem Abstände stärker werden, jedoch nahe der Grenze des dunklen Raumes wieder abflachen. Auf große Genauigkeit können diese Kurven keinen Anspruch erheben, da die Dimensionen der Sonde (4 mm) zu groß gegen die geringe Größe (1 cm) der Kathode sind, um Feinheiten in der Form der Kurven feststellen zu können, jedenfalls ist aber deutlich erkennbar, daß die Niveauflächen keineswegs der Kathode parallele Ebenen sind.

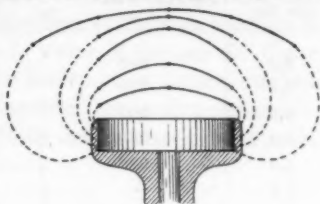


Fig. 7.

Im ganzen Glimmlicht, sowie in dem schwachen blauen Leuchten im ganzen Raume neben und hinter der Kathodenebene bestand stets dasselbe Potential.

Aus dieser Tatsache läßt sich schließen, daß sämtliche Niveauflächen in der den Rand und die Rückseite der Kathode bedeckenden Isolationsschicht endigen müssen. Sie würden dann einen Verlauf haben, wie ihn die in Fig. 10 punktiert gezogenen Linien zeigen. Experimentell läßt sich dieser Verlauf nicht feststellen, da die Dimensionen einer Sonde viel zu groß sind gegen so eng beieinander liegenden Niveauflächen. Schlüsse aus der Gestalt der Niveauflächen auf die Bahn der Kathoden- und Kanalstrahlen folgen später in einem besonderen Abschnitt.

Zur Prüfung des Einflusses der Stromstärke auf den Potentialverlauf wurde dieselbe bei diesem Versuche durch Regulierung der Tourenzahl der 20 plattigen Influenzmaschine geändert.

Folgende Tab. III gibt die Resultate:

Tabelle III.

Potential V_x im Abstände x von der Kathode.

Abstand von der Kathode x in cm	$p=0,07$ mm $i=0,16 \cdot 10^{-3}$ Amp. $V=1130$ Volt	$p=0,07$ mm $i=0,34 \cdot 10^{-3}$ Amp. $V=1500$ Volt	$p=0,07$ mm $i=0,53 \cdot 10^{-3}$ Amp. $V=1500$ Volt
0,2	640	790	820
0,4	740	1010	1050
0,6	900	1160	1240
0,8	960	1230	1310
1,0	980	1270	1360
1,2	—	1280	1390
1,4	—	1290	1400
1,5	990	—	—
1,6	—	1300	1410
1,8	—	1310	1420
2,0	1000	—	—
Dicke des dunklen Kathoden- raumes	1,5 cm	1,3 cm	1,25 cm

Fig. 8 gibt die nach dieser Tabelle gezeichneten Kurven.

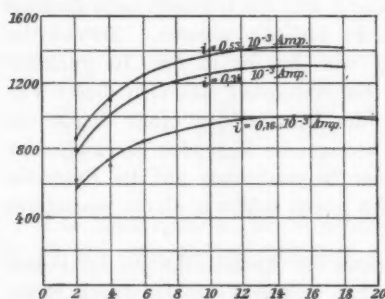


Fig. 8.

Die Kurven zeigen alle einen ähnlichen Verlauf; die Erhöhung der Stromstärke ändert also prinzipiell nichts an dem Verlauf des Potentials, nur steigen für höhere Stromstärken die Kurven schneller an. Letzteres erklärt sich dadurch, daß mit der Verstärkung des Stromes eine Verkleinerung des

dunklen Kathodenraumes und eine Potentialerhöhung Hand in Hand gehen, beides Tatsachen, die den Kathodenfall vergrößern.

II. Potentialverlauf und Niveauflächen an beeinflussten Kathoden.

a) Versuchsanordnung.

Die Niveauflächen im dunklen Kathodenraume bei beeinflussten Kathoden wurden zunächst in einem 6 cm weiten und 100 cm langen Entladungsrohr (Fig. 9) festgestellt. Die senkrecht zur Rohrachse befindliche scheibenförmige und den ganzen Querschnitt des Entladungsrohres ausfüllende Kathode K und eine seitlich sitzende Sonde S_1 waren in der aus der Figur zu ersiehenden Weise (e sind kurze Enden eines 10 mm starken Eisendrahtes) mit Hilfe eines Magneten von außen verschiebbar. So konnte man an jeder Stelle des Raumes sowohl senk-

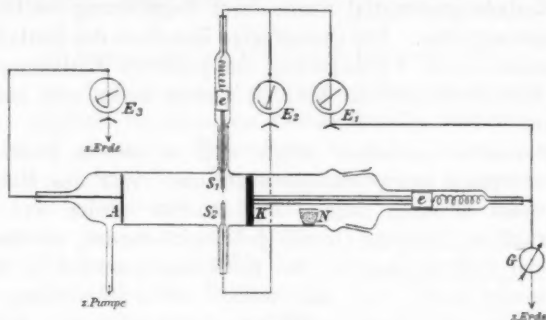


Fig. 9.

recht als auch parallel zur Kathodenfläche die Potentialdifferenzen zwischen Sonde und Kathode messen. Die Kathode K war bei allen diesen Messungen unter Einschaltung eines Galvanometers G zur Erde abgeleitet. Bei einigen Messungen befand sich der beweglichen Sonde S_1 diametral gegenüber eine zweite Sonde S_2 , welche bis in die Mitte des Entladungsrohres reichte. Die Sonden waren beide bis auf eine 4 mm lange Spitze durch ein sehr dünnes Glasrohr isoliert. Die Sonden wurden so kurz gewählt, um möglichst das Potential an der betreffenden Stelle zu erhalten.¹⁾ Zu den Potentialmessungen dienten drei auf ihre Richtigkeit geprüfte Braunsche Elektrometer E_1 , E_2 und E_3 , zuweilen auch ein elektro-

1) C. A. Mebius, l. c.

statisches Voltmeter der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft (Berlin) bis 10000 Volt und ein Multicellularvoltmeter bis 125 Volt von Hartmann & Braun. Das Elektrometer E_1 maß die Potentialdifferenz zwischen der beweglichen Sonde S_1 und der zur Erde abgeleiteten Kathode, Elektrometer E_2 diejenige zwischen den Sonden S_1 und S_2 und schließlich Elektrometer E_3 das gesamte Entladungspotential des Rohres. N stellt ein kleines Porzellannäpfchen mit Phosphorsäureanhydrid dar, das zur völligen Austrocknung diente, da für so große Räume das Trockengefäß an der Pumpe allein nicht ausreichte.

Als Stromquelle diente eine 20 plattige Influenzmaschine oder eine Hochspannungsbatterie von 3600 Volt Spannung. Das Entladungspotential wurde durch Regulierung des Druckes konstant erhalten. Die geringfügige Zunahme des Entladungspotentials durch Verlängerung der positiven Entladungsbahn beim Zurückschieben der Kathode konnte außer acht gelassen werden.

Besonders auffallend zeigte sich in diesem Rohre eine außerordentlich starke Selbstevakuation. War das Rohr bei sehr tiefen Drucken längere Zeit benutzt worden und sollte es darauf bei höherem Drucke gebraucht werden, so stieg infolge der Selbstevakuation das Entladungspotential in kurzer Zeit wieder stark, und man mußte durch Herstellung einer Verbindung mit einem Gefäß, das noch Gas von höherem Druck enthielt nach und nach recht bedeutende Gasmengen in das Rohr einlassen, um das Entladungspotential konstant zu halten. Eine Ursache der starken Gasabsorption ist wohl in der Größe der benutzten Aluminiumkathode zu suchen.

Bei den Messungen wurde die Kathode der Reihe nach in die verschiedenen Abstände von den Sonden gebracht. Bei jedem Abstände x der Sonden von der Kathode wurde die bewegliche Sonde von der Achse des Entladungsrohres nach dem Rande zu bewegt und für bestimmte Abstände r der Sonde S von der Mitte ($r = 0$) des Rohres die Potentialdifferenz zwischen der Sonde und der zur Erde abgeleiteten Kathode gemessen. Bei den ersten Messungen wurde noch die Potentialdifferenz zwischen den beiden Sonden S_1 und S_2 gemessen, um zu prüfen ob der Unterschied der in der Mitte des Rohres und der bei einem Abstände r von der Mitte gemessenen

Potentialdifferenzen gleich der zwischen den Sonden gemessenen Potentialdifferenz war. Da diese Prüfung stets beste Übereinstimmung zeigte, so wurde bei den späteren Messungen die zweite Sonde fortgelassen. Ich benutzte zu diesen Messungen Braunsche Elektrometer, welche nur gestatten von 100 zu 100 Volt abzulesen und von 10 zu 10 Volt zu schätzen, da ihre Genauigkeit für den vorliegenden Zweck ausreichend war, und vor allem ihre Dämpfung besser ist als die anderer Elektrometer für hohe Spannungen.

Die Messungen wurden bei normalem Kathodenfall und dann bei tieferen Drucken bis zu sehr hohen Kathodenfällen, also sehr großen dunklen Kathodenräumen und dünnen Kathodenstrahlenbündeln ausgeführt.

b) Messungen bei normalem Kathodenfall.

Bei der bedeutenden Weite des großen Entladungsrohres war es möglich, bei *normalem Kathodengefälle*, also nicht völlig bedeckter Kathode, den Verlauf des Potentials festzustellen. Bei einem Druck von ca. 0,5 mm und einer Stromstärke von $0,36 \cdot 10^{-3}$ Amp. war die Kathode nicht völlig bedeckt, wohingegen die Dicke des dunklen Kathodenraumes bereits 1,25 cm betrug, also recht wohl eine Messung in demselben zuließ. Die Messungen ergaben, daß *quer zur Achse keine Potentialdifferenzen nachweisbar waren*, die Niveauflächen also zur Kathode parallele Ebenen sein müssen. Den Potentialverlauf längs der Achse zeigt die nach folgender Tab. I konstruierte Kurve (Fig. 10).

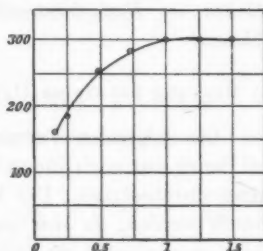


Fig. 10.

Tabelle I

Potentiale V_x im Abstände x (cm) von der Kathode.

$p = 0,5$ mm, $i = 0,36 \cdot 10^{-3}$ Amp.

x	0,15	0,25	0,5	0,75	1	1,25	2
V_x	160	190	250	280	300	310	310

Die nach Tab. I gezeichnete Kurve (Fig. 10) zeigt einen den an unbeeinflussten Kathoden ähnlichen Verlauf. Auch hier steigt das Potential in der Nähe der Kathode sehr rasch mit wachsendem Abstände langsamer. An der Grenze des dunklen Kathodenraumes findet kein Potentialsprung statt.

- c) Messungen bei anomalem Gefälle, aber noch fast vollständiger Bedeckung der Kathode mit Kathodenstrahlen.

Zahlreiche Versuche bei Drucken, bei denen das Kathodenstrahlenbündel fast die ganze Fläche der Kathode bedeckte, also sein Querschnitt noch nicht wesentlich verringert war, ergaben keine meßbare Potentialdifferenz in demselben Querschnitt des Rohres. Hieraus folgt, daß in diesem Falle die Niveauflächen der Kathodenfläche parallele Ebenen sind. *Innerhalb eines zur Achse senkrechten Querschnittes eines Kathodenstrahlenbündels ist das Potential überall das gleiche. Die Niveauflächen im Kathodenstrahlenbündel sind der Kathode parallele Ebenen.*

- d) Messung bei tiefen Drucken und dünnen Strahlenbündeln.

Die folgenden Versuche wurden bei Drucken ausgeführt, bei denen nur noch dünne Strahlenbündel den dunklen Kathodenraum durchsetzten. Die Messungen müssen ausführlicher mitgeteilt werden, *da sich hier starke Potentialdifferenzen quer zur Rohrachse zeigen, die Niveauflächen also keine zur Kathodenfläche parallele Ebenen sein können.*

Zahlreiche Beobachtungsreihen ergaben prinzipiell dieselben Resultate und die nach ihnen konstruierten Kurven zeigten denselben Verlauf. Es seien deshalb hier nur einige Beispiele mitgeteilt.

Es bedeutet: V das gesamte Entladungspotential in Volt, p den Druck in Millimetern Hg, i die Stromstärke, x den Abstand der Sonden von der Kathode in Zentimetern, r den Abstand der beweglichen Sonde von der Achse des Rohres in Zentimetern, V_x die Potentialdifferenz zwischen der beweglichen Sonde und der Kathode, D Länge des dunklen Kathodenraumes in Zentimetern.

Tabelle II.

$V = 3500$ Volt, $p = 0,07$ mm, $i = 0,36 \cdot 10^{-3}$ Amp., $D = 7,3$ cm.

x	r					
	0	0,5	1	1,5	2	2,5
0,5	1210	1010	890	950	1070	1420
1	1740	1550	1440	1500	1680	1980
1,5	2200	2010	1960	1980	2130	2350
2	2480	2380	2330	2330	2430	2600
4	2700	2960	3020	3050	3060	3100
6	3080	3240	3250	3280	3240	3250
7	3200	3280	3300	3300	3320	3300
8	3320	3320	3320	3320	3320	3320

Tabelle III.

$V = 6000$ Volt, $p = 0,05$ mm, $i = 0,36 \cdot 10^{-3}$ Amp., $D = 11,5$ cm.

x	r					
	0	0,5	1	1,5	2	2,5
0,5	1900	1700	1700	1820	1990	2740
1	3150	2800	2720	2880	3250	3840
2	4200	3990	4040	4190	4590	4850
4	4870	5220	5260	5350	5430	5520
6	5270	5640	5730	5770	5820	5860
8	5550	5720	5850	5880	5850	5850
10	5700	5760	5770	5840	5900	5800
12	5850	5900	5900	5900	5900	5900

Eine Reihe von Versuchen wurden statt mit der Influenzmaschine mit der Hochspannungsbatterie angestellt und zeigten identische Resultate.

Belege hierfür gibt die folgende Tabelle:

Tabelle IV.

$V = 1500$ Volt, $p = 0,2$ mm, $i = 0,34 \cdot 10^{-3}$ Amp., $D = 3,5$ cm.

x	r				
	0	0,5	1	1,5	2
0,5	700	600	620	770	900
1	960	970	940	1000	1060
1,5	1110	1090	1160	1200	1230
2	1210	1220	1260	1260	1270
2,5	1320	1330	1350	1360	1350
3	1360	1370	1370	1370	1370
3,5	1380	1380	1380	1380	1380

Aus den Tabellen II—IV wurden die Kurven I—III (Fig. 11 u. 12) für den Potentialverlauf längs des dunklen Kathodenraumes parallel zur Achse in den verschiedenen Ab-

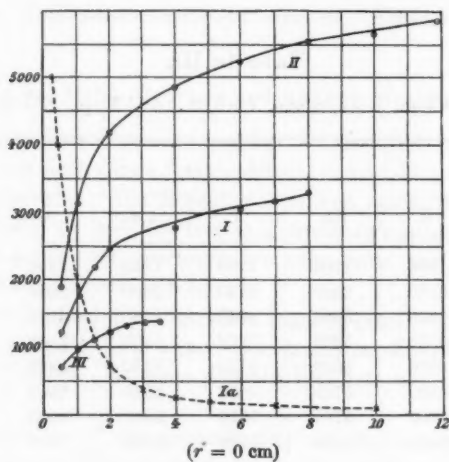
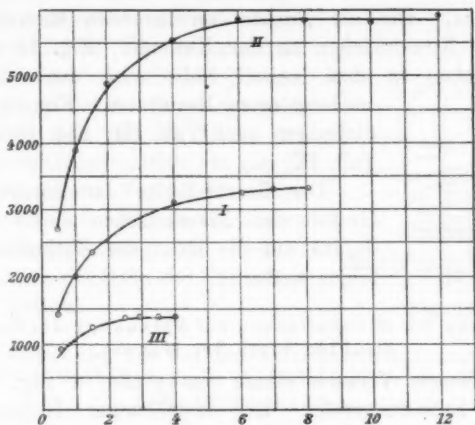


Fig. 11.

ständen r von derselben gezeichnet. Die Fig. 11 zeigt den Potentialverlauf in der Achse des Rohres ($r = 0$), Fig. 12 am Rande des Rohres ($r = 2,5$ bez. $= 2$); die dazwischen liegenden Kurven gelangen hier nicht zur Wiedergabe, da sie nichts

Neues zeigen, sondern nur zur Ermittlung der Niveauflächen dienen.



($r = 2,5$ cm bez. = 2 cm)

Fig. 12.

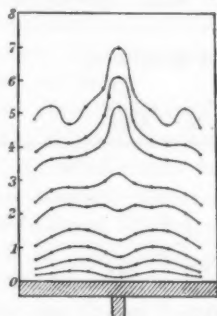


Fig. 13.

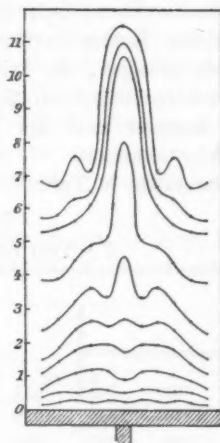


Fig. 14.

Aus den nach den Tabellen konstruierten Kurven wurden nun für die Abstände $r = 0, 0,5, 1, 1,5, 2$ und $2,5$ cm von der

Achse des Rohres die Abstände x der Punkte gleichen Potentials von der Kathode aufgesucht und in ein Koordinatennetz eingetragen. Die die Punkte verbindenden Kurven zeigen dann die Niveauflächen an der Kathode. Fig. 13 zeigt die Niveauflächen in dem weiten Rohr nach den in Tab. II niedergelegten Resultaten. Fig. 14 enthält diejenigen nach Tab. III, Fig. 15 die nach Tab. IV.

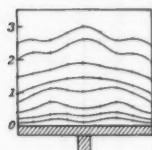


Fig. 15.

Die Beschreibung der eigentümlichen Gestalt der Niveauflächen sowie Schlüsse daraus auf die Bahn der Kathodenstrahlen folgen später.

e) Änderung der Niveauflächen bei Ablenkung der Kathodenstrahlen durch den Magnet.

Zu diesem Versuch diente das große in Fig. 16 dargestellte Entladungsrohr. Ein ringförmiger Elektromagnet wurde gleichzeitig mit der Kathode verschoben, sodaß seine Stellung zu derselben unverändert blieb. Mit Hilfe der beweglichen Sonde S wurden wieder, wie bei den zuerst beschriebenen Versuchen, die Kurven für den Potentialverlauf festgestellt. Leider konnten die Versuche nur bei relativ hohen Drucken erfolgen, da bei tiefen Drucken und einigermaßen starker Ablenkung der Kathodenstrahlen das Entladungspotential stark ansteigt und die Entladung einen intermittierenden Charakter annimmt.

Die folgende Tab. V enthält die Resultate.

Tabelle V.

$V = 1700$ Volt, $i = 0,3 \cdot 10^{-3}$ Amp.

x	r							
	0		1		2		2,5	
1	750	740	650	730	500	880	—	800
2	1110	1000	1030	1040	1040	1100	1090	1110
3	1300	1230	1270	1230	1270	1300	1280	1320
4	1330	1350	1310	1340	1320	1400	1340	1410
5	1350	1400	1390	1430	1360	1440	1370	1420
6	1390	1430	1390	1430	1390	1440	1380	1430
7	1400	1430	1430	1440	1400	1430	1400	1440

Nach dieser Tabelle wurden wieder, wie schon oben beschrieben, die Kurven des Potentialverlaufes gezeichnet und aus diesen die Niveauflächen (Fig. 16) ermittelt. Man sieht deutlich, wie die Niveauflächen gegen die Achse geneigt sind. Leider ließ sich bei der Dicke des Kathodenstrahlenbündels nicht gleichzeitig der genaue Verlauf desselben feststellen, sodaß nicht zu bestimmen war, welche Neigung die Niveauflächen gegen die Bahn der Kathodenstrahlen hatten.

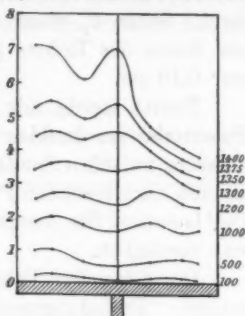


Fig. 16.

f) Bestimmung des Verlaufes des Potentialgradienten im dunklen Kathodenraume mittels zweier hintereinander befindlicher Sonden.

Hr. W. P. Graham gibt in seiner interessanten Arbeit¹⁾ für den Verlauf des Potentialgradienten im dunklen Kathodenraume Kurven, die Maxima und Minima aufweisen, was auf eine abwechselnd positive und negative Ladung im dunklen Kathodenraume schließen läßt. Da keine meiner obigen Messungen an unbeeinflussten wie an beeinflussten Kathoden derartige Kurven ergab, so habe ich bei der Wichtigkeit dieser Frage auch eine Reihe von Messungen nach der von Graham benutzten Methode der Doppelsonden angestellt und glaube den Grund der Abweichungen der Grahamschen Resultate von den meinigen gefunden zu haben.

Für diese Messungen benutzte ich zuerst ein Entladungsröhr (Fig. 17) mit verschiebbarer Kathode K , drei Sonden S_1 , S_2 und S_3 , welche nahe beieinander standen. Die Sonden aus dünnem Platindraht steckten in ganz dünn angezogenen Glasröhrchen, sodaß nur je ein ca. 0,4 cm langes Stück frei herausah. Die Sonden hatten die aus der Fig. 17 zu ersiehende Stellung zueinander. Sonde S_1 und S_2

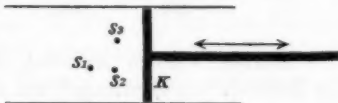


Fig. 17.

1) W. P. Graham, Wied. Ann. 64. p. 66. 1898.

standen genau hintereinander und 0,12 cm voneinander entfernt. Sonde S_3 stand ca. 0,45 cm seitwärts von S_2 . Der auf die Achse des Rohres projizierte Abstand zwischen S_1 und S_3 war 0,19 cm.

Zuerst wurde mit jeder Sonde einzeln der Verlauf des Potentials im dunklen Raume durch Messung der Potentialdifferenz zwischen Sonde und der zur Erde abgeleiteten Kathode an den verschiedenen Punkten des dunklen Raumes festgestellt. Die Isolation des hierzu benutzten Braunschen Elektrometers war vorzüglich.

Die folgenden Tabellen geben die Resultate dieser Messungen: Entladungspotential 1000 Volt, Stromstärke gleich $0,34 \cdot 10^{-3}$ Amp., Dicke des dunklen Raumes gleich 2,3 cm.

Tabelle I.

Sonde S_1 .

Abstand in cm } von der Kathode } x	0,25	0,65	1,15	1,65	2,15
V	290	570	720	810	850

Sonde S_2 .

x in cm	0,13	0,53	1,03	1,53	2,03
V	140	430	640	770	830

Sonde S_3 .

x in cm	0,07	0,47	0,97	1,47	1,97
V	240	490	660	770	830

Hierauf wurden zwischen den Sonden S_1 und S_3 nach der Methode von Graham¹⁾ mit einem Warburgschen Elektrometer die Kurven für die Potentialgradienten ermittelt. Die Güte der Isolation des Elektrometers wurde nach der von Warburg²⁾ angegebenen Methode geprüft. Die Resultate sind

1) W. P. Graham, l. c. p. 65.

2) E. Warburg, Wied. Ann. 31. p. 554. 1887.

in folgenden Tabellen enthalten. Entladungspotential 1000 Volt, Stromstärke gleich $0,34 \cdot 10^{-8}$ Amp., Dicke des dunklen Raumes gleich 2,3 cm.

Tabelle II.

S_1 und S_2 (Abstand S_1 und $S_2 = 0,12$ cm).

x in cm	0,3	0,7	1,2	1,7	2,2
$\frac{dV}{dx}$	1142	925	530	300	148

Tabelle III.

Abstand von S_1 und $S_2 = 0,18$ cm.

x in cm	0,16	0,56	1,06	1,56	2,06
$\frac{dV}{dx}$	261	408	300	181	92

In Fig. 18 sind die nach den Tab. I—III gezeichneten Kurven (I—V) dargestellt. Kurve Ia zeigt die aus Kurve I graphisch ermittelte Potentialgradientenkurve.

Die mit Sonde S_2 erhaltene Kurve II des Potentialverlaufes zeigt durchweg niedrigere Werte, als die mit Sonde S_1 erhaltenen, woraus folgt, daß zwischen Sonde S_1 und S_2 stets eine Potentialdifferenz herrscht, die größer ist, als sie deren Abstände im dunklen Raume entspricht, d. h. die aus den Potentialdifferenzen zwischen S_1 und S_2 ermittelte Potentialgradientenkurve muß höher liegen, als die wahre Kurve, was in der Tat auch der Fall ist, wie Kurve IV, Fig. 18 zeigt. Im übrigen hat sie angenähert denselben Verlauf wie Kurve Ia.

Befinden sich die Sonden nicht hintereinander wie S_1 und S_3 , so erhält man eine Kurve (V, Fig. 18) für den Potentialgradienten, wie sie Graham¹⁾ gefunden hat.

Die Abweichung dieser Kurven von den vorherigen mag wohl ihre Ursache in der starken Veränderung der Potentialverteilung in der Umgebung einer Sonde haben. Die mit Sonde S_3 erhaltene Potentialkurve (Kurve III, Fig. 18) scheint auch hierauf hinzudeuten. Sie schneidet die mit S_1 erhaltene

1) W. P. Graham, l. c. p. 73.

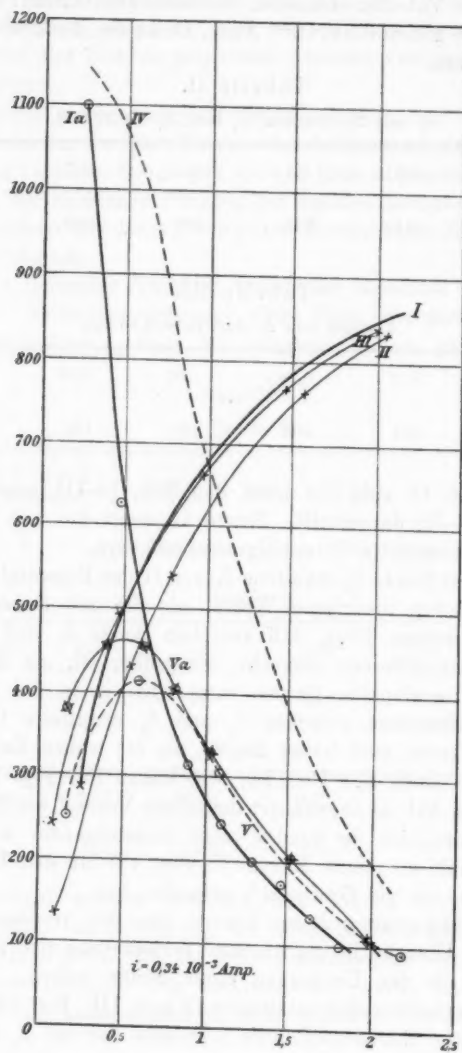


Fig. 18.

Kurve (I, Fig. 18), und in der Tat zeigt die graphisch aus Kurve I und III ermittelte Kurve (Va, Fig. 18) für den Potentialgradienten einen ähnlichen Verlauf, wie die direkt mit Sonde S_1 und S_3 erhaltene Kurve.¹⁾

Um den Einfluß zu prüfen, den eine geringe seitliche Verschiebung der einen von zwei hintereinander stehenden Sonden verursacht, diente die Anordnung Fig. 19.

Zwei im Abstände von 0,24 cm befindliche Sonden waren durch einen Schliff in das Rohr eingeführt. Durch geringe Drehung desselben konnte man Sonde S_2 aus dem Schatten von S_1 treten lassen. Bei stets gleichem Drucke wurde durch Verschieben der Kathode das Sonderpaar an die verschiedenen Stellen des dunklen Kathodenraumes gebracht. Bei jeder Stellung wurde die Potentialdifferenz gemessen, einmal, wenn die Sonden genau hintereinander standen, und dann wenn die Sonden um einen geringen, durch einen Zeiger und Marke stets gleichgemachten Winkel von 25° gedreht wurden.

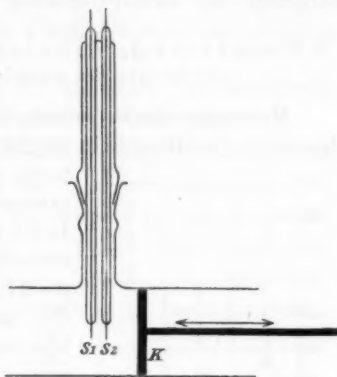


Fig. 19.

Ihr auf die Achse projizierter Abstand betrug dann 0,22 cm.

Folgende Tabelle enthält die Resultate:

x		0,23	0,5	1	1,5	2	2,5
$\frac{dV}{dx}$	Sonden hintereinander	917	833	625	356	190	90
	Sonden nebeneinander	363	455	306	121	47	10

1) Die graphische Ermittlung wurde folgendermaßen ausgeführt: Für einen bestimmten Punkt x von der Kathode hat nach Kurve III die Sonde S_3 eine Potentialdifferenz V_3 gegen die Kathode, da die Sonde S_1 einen Abstand von 0,18 cm von S_3 hat, so kann aus Kurve I für den Abstand $(x + 0,18 \text{ cm})$ die Potentialdifferenz V_1 von S_1 gegen die Kathode abgelesen werden. Die Differenz $V_1 - V_3/0,18$ gibt dann sofort den Potentialgradienten an dem Punkte $(x + 0,18/2)$.

Fig. 20 zeigt die nach dieser Tabelle konstruierten Kurven. Hieraus geht hervor, daß die von Graham erhaltenen Kurvenformeln für den Potentialverlauf im dunklen Kathodenraume durch nicht völliges Hintereinanderstehen der Sonden verursacht wurden, was übrigens bei so langen Sonden, wie die von Graham benutzten, schwer zu erreichen wäre.

Die Versuche lehren übrigens, daß Messungen nach der scheinbar so bequemen Methode der Doppelsonden wenigstens im dunklen Kathodenraume nur mit großer Vorsicht zu benutzen sind.

g) Verlauf des Potentials und der Wärmeentwicklung an der Grenze des dunklen Kathodenraumes.

Messungen des Potentials beim Übergange aus dem dunklen Raume in das Glimmlicht zeigten weder einen plötzlichen Sprung noch einen schnelleren oder langsameren Abfall des Potentialgradienten. In den Kurven I, II, III (Fig. 11, p. 558) entsprechen die Abszissen $x = 7,3$ cm, $x = 11,5$ cm, $x = 3,5$ cm den Grenzen der dunklen Kathodenräume. Es ist überraschend, daß kein Potential-sprung beim Übergange in das Glimmlicht wahrzunehmen ist, trotzdem die plötzliche Helligkeitsänderung an der Grenze des dunklen Kathodenraumes einen solchen vermuten lassen sollte.

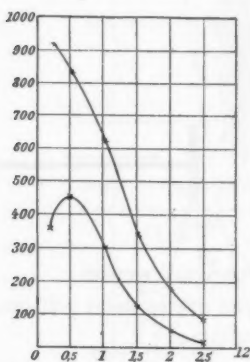


Fig. 20.

Die erwähnte Tatsache scheint dafür zu sprechen, daß an der Grenze des dunklen Raumes ein labiler Zustand vorhanden ist, infolgedessen bei kleinen Änderungen in einem Sinne die Moleküle zu leuchten anfangen, bei einer im entgegengesetzten Sinne dagegen dunkel werden!

Es wäre aber noch möglich, daß von der Kathode bez. aus dem Innern des dunklen Raumes infolge der herrschenden Kraft fortgeschleuderte Teilchen gerade bis an die Grenze desselben kommen und dort ihre Energie abgeben. Wäre dies der Fall, so müßte die Temperatur des Gases an der Grenze einen plötzlichen Sprung erfahren.

Um dies zu untersuchen, wurde in das schon früher benutzte Rohr (Fig. 9) seitlich ein Konstanten-Eisen-Thermoelement eingeführt. Die Lötstellen der 0,3 mm starken Drähte waren zu einer ganz dünnen Kreisscheibe ausgehämmt, um recht schnell die Temperatur der Umgebung anzunehmen. Die Lötstellen mit den zum Galvanometer führenden Verbindungsdrähten befanden sich in Paraffinöl von Zimmertemperatur, die sich während der kurzen Zeit einer Messungsreihe nicht wesentlich änderte. Als Galvanometer benutzte ich ein vom Universitätsmechaniker Hrn. G. Böhner neukonstruiertes und gebautes Spulengalvanometer mit hoher Empfindlichkeit bei geringem Widerstand.

Folgende Tabellen geben die Resultate bei verschiedenen großen dunklen Räumen und Entladungspotentialen.

$V = 1100 \text{ Volt}$ $i = 0,24 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$		$V = 2000 \text{ Volt}$ $i = 0,28 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$		$V = 4500 \text{ Volt}$ $i = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$	
x	a	x	a	x	a
3 cm	15 Skt.	4 cm	29 Skt.	7 cm	38 Skt.
4	16	5	30	8	43
5	16	6	33	9	46
6	16	7	33	10	48
		8	32		

Fig. 21 zeigt die hiernach konstruierten Kurven. Die Grenze des dunklen Kathodenraumes liegt bei der nach der ersten Tabelle konstruierten Kurve bei der Abszisse $x = 5 \text{ cm}$, bei der zweiten Kurve bei $x = 6,5$, bei der dritten Kurve bei $x = 9$. Der Verlauf der Kurven geht stetig ohne jeden Knick oder Sprung durch die Grenze des dunklen Kathodenraumes hindurch.

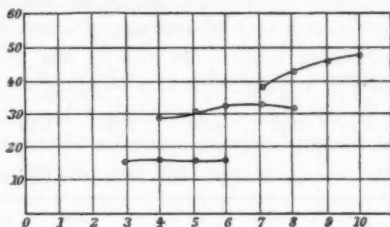


Fig. 21.

Bei anderen Versuchen wurde die Lötstelle in die Nähe der Wand und auch in die Mitte zwischen Wand und Kathoden-

strahl gebracht. Zahlenmaterial teile ich nicht mit, da sich qualitative Änderungen nicht zeigten. Die Messungen in der Nähe der Kathode sind nicht mitgeteilt, da sich dort so eigentümliche Verhältnisse zeigen, daß sie einer eingehenderen Untersuchung bedürfen.

III. Folgerungen aus den Potentialmessungen.

Nachdem aus obigen Tabellen graphisch der Verlauf des Potentials längs wie auch quer zur Achse von Entladungsröhren sowie hieraus der Verlauf der Niveauflächen ermittelt worden ist, sollen im folgenden die Versuchsergebnisse einzeln erörtert werden.

A. Verlauf der Potentialkurven.

Für den Verlauf des Potentials stellt Hr. A. Schuster¹⁾ die Annäherungsformel

$$V_x = V_0 (1 - e^{-kx})$$

auf, worin V_0 den Kathodenfall und V_x das im Abstände x von der Kathode herrschende Potential bedeutet.

Ich habe nun versucht, ob diese Formel sich meinen Potentialmessungen anpassen läßt, indem ich die Größe k für verschiedene Stellen des dunklen Kathodenraumes berechnet habe. Die folgenden Tabellen geben die Werte für k in den Abständen x von der Kathodenoberfläche berechnet nach obigen Messungen an verschiedenen Kathoden- und Rohrformen.

Tabelle I.

k berechnet aus Tab. I, p. 545.
 $p = 0,2 \text{ mm}, i = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$

$x =$	0,1	0,2	0,3	0,5	1,0	1,5	2,0
$k =$	8,2	4,95	3,76	2,89	2,36	2,39	2,85

$p = 0,03 \text{ mm}, i = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$

$x =$	0,1	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0
$k =$	12,1	3,0	1,64	1,25	1,06	0,87	0,75	0,76	0,87	0,84

1) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 47. p. 542. 1890.

Tabelle II.

 k berechnet aus Tab. I, p. 549.

x	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
k für $V = \begin{cases} 700 \\ 1000 \\ 1200 \end{cases}$	4,8 3,5 1,9	4,9 3,7 3,3	5 4,2 3,9	— 4,2 3,9	— — 4,7

Tabelle III.

 k berechnet aus Tab. III, p. 557.

$x =$	1	2	4	6	8	10
$k =$	0,16	0,5	0,4	0,37	0,37	0,37

Die Größe k ist hiernach keineswegs eine Konstante, sondern schwankt recht unregelmäßig zwischen hohen und niederen Werten. In einzelnen Fällen sinkt die Größe k mit Entfernung von der Kathode, um dann wieder zu steigen, in anderen Fällen ist ihr Verhalten wieder gerade umgekehrt. Es ist bei näherer Betrachtung der Formel $V_x = V_0(1 - e^{-kx})$ auch nicht zu erwarten, daß sie auch nur angenähert stimmt, da sie verlangt, daß für ein unendlich kleines x $V_x = 0$ sein soll. Dies ist aber nicht wahrscheinlich, da doch nach Warburg jedem Material ein eigener Potentialsprung zukommt.

B. Berechnung der freien Elektrizität im dunklen Kathodenraume.

Da, wie oben erwähnt, die Schustersche Formel $V_x = V_0(1 - e^{-kx})$ für den Potentialverlauf im dunklen Kathodenraume keine Gültigkeit hat und es mir auch nicht gelungen ist, eine den Verlauf des Potentials in befriedigender Weise darstellende Interpolationsformel aufzustellen, so habe ich die Berechnung der freien Elektrizität an einem Beispiel graphisch durchgeführt unter der Annahme, daß die Gleichung für die freie Elektrizität

$$(1) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\rho$$

auch auf stromdurchflossene Gase anwendbar ist.¹⁾

¹ Vgl. J. Stark, Ann. d. Phys. 5. p. 98—100. 1901.

Für die Berechnung benutze ich die Versuchsergebnisse p. 544—547 an einer frei im Raume befindlichen Kugel. Für diesen Fall, wo die Niveauflächen konzentrische Kugelflächen sind, kann Gleichung (1) in Kugelkoordinaten ausgedrückt werden. Sie lautet alsdann:

$$(2) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = -4\pi\varrho.$$

Die gesamte freie Elektrizitätsmenge im dunklen Kathodenraume ist:

$$(3) \quad E = \int_{r=R}^{r=a} 4\pi\varrho r^2 dr,$$

worin ϱ die Dichte im Abstände r vom Mittelpunkt der Kugelkathode ($R = 1$ cm) und a den Abstand der Grenze des dunklen Kathodenraumes vom Mittelpunkt der Kugelkathode bedeutet.

Die Berechnung der Dichten ϱ habe ich ausgeführt, indem ich aus den nach Tab. I und II p. 546 und 548 erhaltenen Kurven für den Potentialverlauf diejenigen für $\partial V/\partial r$ und $\partial^2 V/\partial r^2$ graphisch ermittelte.

Die folgenden Tab. I und II enthalten die Werte von ϱ (im elektrostatischen Maßsystem) für einige Abstände r von der Mitte der Kugelkathode, berechnet aus den in Tab. I und II p. 545 und 547 niedergelegten Messungen.

Die Tabellen zeigen, daß die Dichte ϱ nicht überall dasselbe Vorzeichen hat. Unmittelbar an der Kathode und nahe der Grenze des dunklen Kathodenraumes befindet sich meist freie positive Elektrizität. Zwischen diesen positiven Ladungen befindet sich ein großer negativ geladener Raum.

Berechnet man aus den Werten von ϱ die freie Elektrizität in dem Raume zwischen zwei Kugeln mit den Radien r und $r + \Delta r$, so hat diese natürlich stets dasselbe Vorzeichen wie ϱ , d. h. die Kathode ist konzentrisch von elektrischen Ladungen verschiedenen Vorzeichens umgeben.

Die algebraische Summe der gesamten freien Elektrizitätsmengen gibt stets einen positiven Wert. Es ist also stets freie positive Elektrizität im Überschuß vorhanden. Die folgende Tab. III gibt die gesamte freie Elektrizität E (in Coulombs) im dunklen Kathodenraume bei verschiedenen Drucken und bei verschiedenen Stromstärken, berechnet aus den in Tab. I und II verzeichneten Meßresultaten.

Tabelle I.

$$i = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ Amp.}$$

		q											
r =		1,1	1,3	1,5	1,7	1,9	2,1	2,3	2,5	2,7	2,9	3,5	4,5
p =	0,2	0,084	-0,003	-0,002	0,004	0,006	0,009	0,007	0,009	0,009	0,007	—	—
	0,1	0,018	-0,004	-0,004	-0,002	0,001	0,002	0,005	0,007	0,005	0,005	0,003	—
	0,06	-0,032	-0,020	-0,018	-0,014	-0,006	-0,002	-0,001	0,000	0,001	0,002	0,002	0,002
	0,03	0,100	0,055	-0,004	-0,007	-0,006	-0,005	-0,002	-0,004	-0,005	0,0003	-0,0002	0,001

Tabelle II.

$p = 0,09$ mm Hg (bei $i = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Amp. war $p = 0,1$ mm Hg).

$\tau =$	ϱ										
	1,1	1,3	1,5	1,7	1,9	2,1	2,3	2,5	2,7	2,9	3,5
$\xi = \begin{cases} 0,25 \cdot 10^{-3} \\ 1,0 \cdot 10^{-3} \\ (2,5 \cdot 10^{-3}) \\ 4,0 \cdot 10^{-3} \end{cases}$	-0,017 -0,018 [0,110 -0,015	-0,020 -0,026 -0,011 -0,041	-0,012 -0,018 0,007 -0,035	-0,007 -0,01 0,141 -0,027	-0,001 -0,005 0,002 -0,028	0,004 -0,002 0,009 -0,007	0,002 0,001 0,009 0,007	0,007 0,004 0,008 0,027	0,006 0,006 0,007 0,018	0,007 0,006 0,007 0,008	0,002 0,005 0,005 0,006

Tabelle III.

 $i = 0,3 \cdot 10^{-8}$ Amp.

$p =$	0,2	0,1	0,06	0,03
$E^1) =$	$0,31 \cdot 10^{-9}$	$0,27 \cdot 10^{-9}$	$0,12 \cdot 10^{-9}$	$0,05 \cdot 10^{-9}$
$p = 0,09$ mm Hg (für $i = 2,5 \cdot 10^{-8}$ Amp. war $p = 0,1$ mm Hg, daher der weit höhere Wert für E).				
$i =$	$0,25 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$(2,5 \cdot 10^{-9})$	$4,0 \cdot 10^{-8}$
$E^1) =$	$0,14 \cdot 10^{-9}$	$0,21 \cdot 10^{-9}$	$(0,66 \cdot 10^{-9})$	$0,34 \cdot 10^{-9}$

Da die graphische Methode nur sehr angenäherte Werte gibt, so können die in der Tabelle angegebenen Zahlen keinerlei Anspruch auf Genauigkeit erheben. Jedenfalls ist aus den Zahlen aber zu entnehmen, daß die gesamte freie Elektrizität mit abnehmendem Drucke geringer wird und mit zunehmender Stromstärke wächst.

Die gesamte im dunklen Kathodenraume befindliche freie Elektrizität influenziert auf der zur Erde abgeleiteten Kathode eine leicht zu berechnende Elektrizitätsmenge.

Betrachten wir im dunklen Kathodenraume eine unendlich dünne zur Kugelkathode konzentrische Kugelschale mit den Radien r und $r + dr$ und der konstanten Dichte ρ , so ist in derselben eine Elektrizitätsmenge

$$e = 4 \pi r^2 \rho \cdot dr$$

enthalten.

Das Potential dieser Ladung auf einen Punkt im Innern ist gleich e/r . Die gesamte influenzierte Elektrizitätsmenge sei E' , dann ist das Potential dieser auf einen inneren Punkt gleich E'/R (wo R = Radius der Kugelkathode ist). Da die Kathode zur Erde abgeleitet ist, so muß das Gesamtpotential im Innern Null sein, also

$$\frac{E'}{R} + \frac{e}{r} = 0.$$

1) E in Coulombs angegeben.

Für die gesamte Ladung im dunklen Kathodenraume gilt dann

$$\frac{E'}{R} + \sum \frac{e}{r} = 0,$$

wo

$$\sum \frac{e}{r} = \int_{r=R}^{r=a} \frac{4\pi r^2 \varrho \, dr}{r}$$

ist (a Abstand der Grenze des dunklen Kathodenraumes vom Mittelpunkt der Kugelkathode).

Hieraus ergibt sich

$$E' = -R \int_{r=R}^{r=a} \frac{4\pi r^2 \varrho \cdot dr}{r}.$$

Die Ausführung der Berechnung ergibt, daß auf der Kugel negative Elektrizität influenziert wird. Zahlen anzugeben hat keinen Zweck, da die graphische Ermittlung zu ungenaue Werte ergibt.

Für den Fall einer ebenen kreisförmigen Kathode in einem sie eng umschließenden zylindrischen Entladungsrohr müssen wir in der Gleichung

$$(1) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = -4\pi\varrho$$

die y - und z -Koordinaten durch die Zylinderkoordinaten r und φ ersetzen:

$$(2) \quad \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = -4\pi\varrho.$$

Da in zur Achse konzentrischen Kreisen das Potential konstant ist, so ist

$$\frac{\partial V}{\partial \varphi} = 0$$

und es wird aus Gleichung (2)

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = -4\pi\varrho.$$

Da die graphische Ermittlung nach dieser Formel zu umständlich ist und auch die Meßresultate keinen Ansprüchen auf weitgehende Genauigkeit entsprechen, so habe ich für diesen Fall nicht die freie Elektrizität berechnet. Da die Potentialkurven längs eines Radius r Maxima und Minima

zeigen, so müssen die Werte für $\partial V / \partial r$ und $\partial^2 V / \partial r^2$ längs r Zeichenwechseln unterliegen. Dies macht aber wahrscheinlich, daß auch im dunklen Raume zylindrischer Röhren mit lumen-sperrenden Kathoden abwechselnd positive und negative freie Elektrizitäten vorhanden sind. Nehmen wir an, daß hier wie bei der Kugelkathode in unmittelbarer Nähe der Kathode positive Ladung, im übrigen dunklen Raum dann negative Ladung und nahe der Grenze desselben wiederum positive Ladung vorhanden ist, so ergeben sich ohne weiteres die von Hrn. E. Goldstein¹⁾ auf der Außenwand zylindrischer Röhren gefundenen Zonen mit Ladungen verschiedenen Vorzeichens.

Ist hier wie bei der Kugel die Summe der freien Elektrizitäten positiven Vorzeichens, so wird auch hier wie dort auf der Oberfläche der Kathode negative Elektrizität influenziert. Diese negative Influenzelektrizität kann Veranlassung zu Kathodenstrahlen geben, denn die vom Glimmlicht ausgehenden starken ultravioletten Strahlen werden eine ständige Zerstreuung dieser Ladung bewirken.

C. Beschreibung der Gestalt der Niveauflächen.

Nachdem im vorhergehenden der Verlauf des Potentials längs des dunklen Kathodenraumes in den verschiedenen Abständen von der Achse des Rohres festgestellt und aus den gefundenen Werten bez. aus den nach ihnen konstruierten Kurven graphisch der Verlauf der Niveauflächen (vgl. Figg. 13—15 p. 559 und 560) ermittelt worden ist, soll im folgenden kurz der eigentliche Verlauf derselben geschildert werden.

Unmittelbar an der Kathode sind trotz der großen Potentialunterschiede zwischen Mitte und Wand des Rohres die Niveauflächen doch nur schwach konvex gekrümmt, da der Potentialanstieg an diesen Stellen, wie aus den Figg. 11 und 12, p. 558 und 559 hervorgeht, so steil ist, daß schon eine geringe Neigung der Niveauflächen große Potentialdifferenzen in demselben Querschnitt hervorruft.

Die in der Mitte der Niveauflächen nahe der Kathode befindlichen geringen, gegen dieselbe konkaven Einbiegungen

1) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen physik. Gesellsch. 3. p. 194 bis 195. 1901.

entstehen durch geringes Ansteigen des Entladungspotentiales beim Eindringen der Sonde in das Kanalstrahlenbündel nahe der Kathode. In größeren Abständen von der Kathode verursacht das Eindringen der Sonde keine merkliche Änderung des Entladungspotentiales. Bei allmählicher Entfernung von der Kathode tritt eine allmählich stärker werdende Ausbuchtung der Niveauflächen in der Mitte ein, zu der sich bei weiterem Abstände von der Kathode rechts und links zwei weitere Erhebungen gesellen. In noch größerer Entfernung flacht sich die Erhebung in der Mitte und die beiden seitlichen allmählicher wieder ab, bis an der Nähe der Glimmlichtgrenze die Niveauflächen wieder Ebenen werden. Die Ausbuchtung in der Achse des Rohres ist so groß, daß sie unmöglich von Fehlerquellen herrühren kann, aber auch die zu ihren beiden Seiten wurde bei allen Versuchen in gleicher Weise wiedergefunden, sodaß auch ihre Existenz sicher ist.

Die mit dem Abstände von der Kathode zunehmend starken Ausbuchtungen in der Achse des Rohres sind in den Figg. 13—15 abgerundet gezeichnet. Das ist aber nicht streng richtig, da innerhalb eines Kathodenstrahlenbündels die Niveauflächen der Kathode parallele Ebenen sind, wie p. 556 gesagt. Es ließ sich dies aber in den Figuren nicht zum Ausdruck bringen, da bei den tiefen benutzten Drucken das Kathodenstrahlenbündel sehr schwer sichtbar und auch so dünn ist, daß sich die Dicke des Bündels weder mit dem Auge schätzen, noch mit Hilfe der Sonde aus der Gleichheit des Potentialen bestimmen ließ.

Bei höheren Drucken ist der Verlauf der Niveauflächen einfacher. Im Strahlenbündel sind dieselben der Kathode parallele Ebenen, außerhalb des Bündels sind sie konvex und fallen nach der Wand zu stark ab.

Ist es unseren jetzigen Kenntnissen nach über die Vorgänge im Entladungsrohr auch noch nicht möglich, über die Entstehung der eigentümlichen Gestalt der Niveauflächen Auskunft zu geben, so liefern die letzteren doch wenigstens eine Erklärung für die in manchen Fällen sonderbare Bahn der Kathodenstrahlen.

D. Erörterung des Einflusses der Gestalt der Niveauflächen auf die Bahn der Kanal- und Kathodenstrahlen.

Stellt man sich auf den Standpunkt der Emissionstheorie, so lassen sich aus der Form der Niveauflächen Schlüsse auf die Bahnen ziehen, längs welcher sich positiv und negativ geladene Teilchen, das sind Kanal- und Kathodenstrahlen, bewegen müssen.

1. Bahnen der Kanalstrahlen.

In einer früheren Arbeit¹⁾ über den dunklen Kathodenraum habe ich eine Reihe von Erscheinungen beschrieben, welche beweisen, daß an den Rohrwandungen Gebilde entstehen, die auf Kathodenstrahlen analog wie der dunkle Raum an der Kathode wirken, durch die also die Kathodenstrahlen in die Rohrachse zusammengedrängt werden. Ich hatte diese Gebilde als sekundäre dunkle Räume bezeichnet.

Aus den vorhergehenden Versuchen folgt aber, daß zwar zwischen Rohrachse und Rohrwand große Potentialdifferenzen vorhanden sind, daß das Potential aber von der Wand zur Mitte abfällt, d. h. daß die Rohrwandungen sich wie Anoden verhalten. Aus dem Sinne des Gefälles folgt aber, daß nicht die Kathodenstrahlen, sondern die Kanalstrahlen, falls diese den Weg der positiven Ionen darstellen, zur Mitte gedrängt werden müssen.

Hieraus aber folgt weiter, daß die positiven Teilchen die Potentialverteilung bedingen, also die primäre Entladung darstellen, und daß die Kathodenstrahlen erst durch sie sekundär ausgelöst werden, um dann dem vorhandenen Felde²⁾ gemäß zu verlaufen.

2. Bahnen der Kathodenstrahlen.

Die Loslösung negativer Teilchen kann auf zweierlei Weise bewirkt werden, entweder durch das Auftreffen positiver Teilchen auf die Kathode, wobei nur an den Stellen Kathodenstrahlen auftreten, wo die Kanalstrahlen die Kathoden treffen, oder durch die Zerstreuung der auf der Oberfläche influenzierten negativen Elektrizität²⁾ unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes in der Umgebung der Kathode. Der letztere

1) A. Wehnelt, Wied. Ann. 65. p. 528 ff. 1898.

2) Vgl. p. 573 und 574.

Vorgang wird sich an der ganzen Oberfläche der Kathode abspielen und zwar sowohl, wenn dieselbe ungeladen ¹⁾, als erst recht, wenn dieselbe eine negative Ladung hat. *Die magnetische Ablenkbarkeit dieser beiden Kathodenstrahlenarten außerhalb des dunklen Kathodenraumes ist die gleiche, da sie beide gleiche Potentialdifferenzen durchlaufen.* Der erste Fall entspricht den gewöhnlichen Kathodenstrahlen; der zweite Fall den von mir in einer früheren Arbeit als K_2 -Strahlen ²⁾ benannten Kathodenstrahlen.

Die an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen bilden ein gleich dickes Bündel, welches in entgegengesetzter Richtung der Bahn der Kanalstrahlen folgt. Dieses sind die gewöhnlichen Kathodenstrahlen, die sich geradlinig fortpflanzen. Derjenige Teil, der durch ultraviolettes Licht erzeugten negativen Teilchen, der seinen Ursprung gerade an der Auftreffstelle der Kanalstrahlen hat, wird mit den gewöhnlichen Kathodenstrahlen den gleichen Weg einschlagen.

Wesentlich andere Bahnen werden aber alle an anderen Teilen der Kathode erzeugten Kathodenstrahlen einschlagen, da die Niveauflächen (am besten bei tiefen Drucken zu sehen, Fig. 14, p. 559) außer den maximalen Ausbuchtungen in der Mitte, die den gewöhnlichen zentralen Kathodenstrahlen den Weg vorschreiben, eine konzentrisch zur Achse verlaufende Einbuchtung besitzen. In diese Einbuchtungen wird ein großer Teil der Kathodenstrahlen hineindeflektiert werden (Fig. 14), und dadurch zu einem trichterförmigen Strahlenbündel Veranlassung geben.

Daß ein solches Bündel wirklich existiert, zeigt die wohl schon häufig beobachtete Tatsache, daß auf der der Kathode eines Entladungsrohres gegenüberliegenden Glaswand bei tiefen Drucken nicht ein einheitlicher Fluoreszenzfleck entsteht, sondern ein heller Fluoreszenzfleck, der konzentrisch von einem hellleuchtenden Ringe umgeben ist. Der Raum zwischen Fleck und Ring scheint völlig dunkel zu sein.

Alle Kathodenstrahlen, die nicht die Bahn der eben beschriebenen beiden Bündel befolgen, werden, da sie konvexe

1) Vgl. P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 363. 1900.

2) A. Wehnelt, Wied. Ann. 68. p. 587. 1899; vgl. E. Goldstein, Verhandl. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 3. p. 192—193. 1901.

Stellen der Niveauflächen durchsetzen, divergieren und werden daher nur schwache Fluoreszenzwirkungen hervorrufen. Der starke Abfall der Niveauflächen an den Rohrwandungen in der Nähe der Kathode (vgl. Fig. 14, p. 559) bewirkt, daß die an den Randpartien der Kathode erzeugten Kathodenstrahlen eine gekrümmte Bahn einschlagen müssen, und dadurch die Rohrwände bis dicht an der Kathode treffen müssen. In der Tat fluoreszieren bei tiefen Drucken die Rohrwände bis nahe zur Kathode.

Versuche, die Krümmung der Bahn aus dem Schatten von in den dunklen Raum eingeführten Körpern zu bestimmen, scheiterten an dem Umstande, daß alle Körper im dunklen Raume stark geladen werden und daher deflektorisch auf die

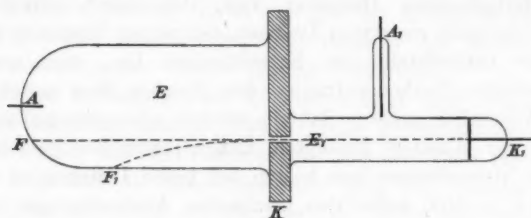


Fig. 22.

Kathodenstrahlen wirken, sodaß die Schattenbildung derselben nicht als Kriterium für die Bahn bez. Ursprungsstelle der Kathodenstrahlen angesehen werden kann.

Indes kann man wenigstens im wesentlichen die aus der Form der Niveauflächen sich ergebenden Schlüsse dadurch prüfen, daß man die Kathode an einer Stelle durchbohrt und von der Rückseite derselben aus Kathodenstrahlen, die in einem zweiten Rohre erzeugt sind, hindurchsendet.

1. Auf ein ca. 4 cm weites Entladungsrohr E (Fig. 22) mit der Anode A war eine starke Zinkplatte K als Kathode gekittet. Dieselbe hatte in der Mitte zwischen Rohrachse und Wand eine ca. 2 mm große Durchbohrung. Diese Durchbohrung diente als Diaphragma für die in dem zweiten an die Rückseite von K angekitteten nur ca. 2 cm weiten Entladungsrohre E_1 mit der Kathode K und der Anode A erzeugten Kathodenstrahlen. Die Rohrweiten waren so gewählt, daß, wenn im

Entladungsröhre E schon lebhaft fluoreszenz erzeugende Kathodenstrahlen auftraten, in E noch keine Fluoreszenz auftrat, sondern das Kathodenstrahlenbündel noch recht dick war, jedoch nicht das Loch in der Kathode K bedeckte. Das Rohr E wurde durch eine 20 plattige Influenzmaschine E_1 durch ein Induktorium erregt. Die Kathode K war zur Erde abgeleitet. Erzeugte man in E_1 Kathodenstrahlen, so trat an der Wölbung der Wand von E nahe der Anode ein grüner Fluoreszenzfleck F auf. Wurde nun auch durch E Strom gesandt, so wanderte der Fleck nach F_1 , d. h. der aus der engen Öffnung austretende Kathodenstrahl wurde außerordentlich stark deflektiert in dem

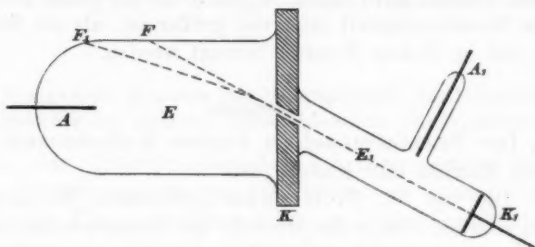


Fig. 23.

Sinne, wie es in der Fig. 23 punktiert gezeichnet ist. Bei Abnahme des Druckes wuchs die Deflexion stark.

Der Versuch beweist also, daß tatsächlich *Kathodenstrahlen*, die nicht nahe der Mitte der Kathode ihren Ursprung haben, stark von der Achse weggebogen werden. Ist die Krümmung dieser von hinten hindurchgesandten Strahlen, die durch ein weit stärkeres Potentialgefälle erzeugt werden, als es an der Kathode K des Rohres E herrscht, also eine sehr große Geschwindigkeit besitzen, schon so beträchtlich, so läßt sich schließen, daß die in der Nähe der Öffnung im Rohr E selbst entstehenden viel weicheren Kathodenstrahlen auch viel stärker abgelenkt werden müssen.

Daß Strahlen, die in der Mitte der Kathode genau in Richtung der Achse verliefen, keinerlei Ablenkung erfahren, zeigte ein Versuch mit dem eben benutzten Rohr, bei dem die Öffnung für die von hinten eintretenden Kathodenstrahlen sich genau in der Mitte der Kathode befand. Treten die Strahlen

durch die Mitte der Kathode, jedoch schwach gegen die Achse geneigt auf, so müssen sie, da die Niveauflächen innerhalb des bei diesem Versuche verwandten dicken Kathodenstrahlenbündels zur Kathode parallele Ebenen sind, in die Richtung der Achse gebogen werden. Der im folgenden beschriebene Versuch bestätigte dies. Fig. 23 zeigt die benutzte Anordnung. Die Kathode K des Rohres E war in der Mitte schräg durchbohrt. Von hinten war schräg ange kittet das engere Entladungsrohr E_1 mit der Kathode K_1 und Anode A_1 .

Die in Richtung $K_1 F$ gehenden Strahlen wurden nach F_1 abgelenkt, sowie Strom durch das Rohr E floß. Die Strahlen wurden nicht völlig in die Achsenrichtung gebracht, da ihre Geschwindigkeit sehr viel größer ist, als sie Strahlen haben, die im Rohre E selbst erzeugt werden.

V. Resultate.

1. Der Potentialverlauf im dunklen Kathodenraum weist keinerlei Maxima und Minima auf.

2. Die von W. P. Graham gefundenen Maxima und Minima sind auf Fehler der Methode der Doppelsonden zurückzuführen.

3. Die von Hrn. A. Schuster aufgestellte Interpolationsformel $V_x = V_0 (1 - e^{-kx})$ wird durch meine Versuchsergebnisse nicht bestätigt.

4. Bei durch die Nähe von Glaswandungen beeinflussten Kathoden zeigen sich im dunklen Kathodenraume große Potentialdifferenzen zwischen Wand und Achse des Rohres im gleichen Querschnitt. Die Niveauflächen sind keine Ebenen, sondern charakteristisch ausgebauchte Flächen.

5. Die Niveauflächen bei durch Nähe der Glaswandungen beeinflussten Kathoden haben eine solche Gestalt, daß sich aus ihnen der Gang der Kathodenstrahlen erklärt.

6. Die gesamte freie Elektrizität im dunklen Kathodenraume um eine frei im Raume befindliche Kugelkathode ist positiv.

Erlangen, Physik. Inst. d. Univ., Dezember 1902.

(Eingegangen 3. Dezember 1902.)

**5. Dispersion einiger Metalle,
besonders für ultraviolette Strahlung;
von Ralph Smith Minor.**

(Auszug aus der Göttinger Inaugural-Dissertation.)

1. Die Voigtsche Methode zur Untersuchung des Polarisationszustandes des Lichtes, insbesondere im Ultraviolett.

Bei der Untersuchung des Polarisationszustandes des Lichtes handelt es sich um die Bestimmung zweier Größen, die relative Phasenverzögerung Δ , und das Amplitudenverhältnis $\tan \psi$ der normal zueinander schwingenden Komponenten. Allen Methoden gemeinsam ist dies, daß das zu untersuchende Licht zuerst in linear polarisiertes Licht verwandelt und dann das Amplitudenverhältnis mittels eines Analysators bestimmt wird.

Der genaueste Apparat zur Bestimmung von Δ ist der Babinetsche Kompensator, welcher aus zwei gleichwinkligen parallel der optischen Achse geschliffenen Quarzkeilen besteht. In dem einen Keil liegt die Achse \parallel , in dem anderen \perp zur Keilkante. Ein Keil ist mikrometrisch verschiebbar und beide zusammen bilden eine planparallele Platte. Das Gesichtsfeld wird durchzogen von schwarzen Streifen (Stellen der lineären Polarisation), deren Abstand einer relativen Verzögerung $\Delta = 2\pi$ entspricht. Ändert man die relative Phasenverzögerung der Komponenten des einfallenden Lichtes, so werden im Gesichtsfeld die Streifen parallel mit sich um gleich viel verschoben.

Mit dem Komparator ist die größte Zahl der auf das sichtbare Spektrum bezüglichen Messungen ausgeführt.

Die einzigen bisher gemachten (indirekten) Versuche im Ultraviolett sind von Cornu¹⁾ angestellt worden. Er photographierte das Streifensystem eines Babinetschen Kompensators und hat dann durch wiederholtes Photographieren (8—12 Aufnahmen) mit gleicher Expositionszeit nach jedesmaliger Drehung des Analysators aus dem Intensitätsunterschiede der Streifen das zugehörige Azimut ermittelt. Das wiederholte Photographieren kann man durch einen Kunstgriff, den Voigt²⁾ angegeben hat, vermeiden. Läßt man linear polarisiertes Licht durch eine \perp zur optischen Axe geschliffene Quarzplatte von veränderlicher Dicke gehen, so wächst die Drehung der Polarisationssebene mit der Dicke der Platte. Stellt man nun eine solche Platte zwischen einen Babinetschen Kompensator und den Analysator, und zwar so, daß die durch letzteren erzeugten Streifen in der Richtung zunehmender Dicke der Platte liegen, so wird das Azimut des die Streifen erzeugenden, linear polarisierten Lichtes sich in dieser Richtung stetig ändern. Die durch die Streifen gehenden Strahlen sind genau wie vorher linear polarisiert, doch besitzen sie jetzt längs eines Streifens alle möglichen Azimute. Die Folge davon ist, daß jetzt einige Stellen normal, andere parallel zum Azimut des Analysators stehen; hier erscheinen die Streifen schwarz oder hell. Macht man einen Keil, wo die Drehung von 0 bis 2π wächst, so hat man längs des Streifens drei Minima und zwei Maxima der Intensität. Zwischen den Maxima erscheint der Streifen verwaschen, ausgelöscht. Wird die Drehung noch gesteigert, etwa indem man einen Doppelkeil benutzt, so wird das Gesichtsfeld nicht von gleichweit voneinander liegenden dunkeln Streifen, sondern von eben solchen Punktreihen erfüllt. Außer diesem System kommt jetzt noch ein zweites zu Tage, nämlich da, wo $\Delta = n\pi$ ist, denn man hat mit dem Babinetschen Kompensator allein nicht nur geradlinig polarisiertes Licht für $\Delta = 2\pi$, was das Streifensystem gibt, sondern für $\Delta = \pi$. Ihr Azimut ist normal auf das andere. Überall, wo die Drehung des Keiles $n(\pi/2)$ ist, wird man demnach ähnliche Punkte haben.

1) A. Cornu, Compt. rend. 108. p. 917 u. 1211. 1889.

2) W. Voigt, Physik. Zeitschr. 2. p. 303. 1901.

Ändert man nun den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes, so äußert sich die hervorgebrachte relative Phasenverzögerung wie beim Babinetkompensator in einer gleichmäßigen Verschiebung der Stellen linearer Polarisation; eine Amplitudenänderung, d. h. Änderung des Azimuts dieser Stellen wird dadurch erkannt, daß jetzt an anderen Stellen längs der Streifen linearer Polarisation die Polarisationssebene parallel bez. normal zu dem Hauptschnitt des Analysators steht. Das Gesichtsfeld wird also von den soeben geschilderten, ähnlich gebildeten Punktreihen erfüllt. Diese hervorgebrachte Lagenänderung der Punktreihen in Bezug auf eine im Gesichtsfeld befindliche feste Marke ist dann der Gegenstand der Messung.

Im Folgenden werde ich die Theorie der Voigtschen Methode angeben und unter Zugrundelegung einer bestimmten Anordnung den Verlauf der Erscheinung bei den praktisch vorkommenden Fällen genauer erläutern.

Die Methode verlangt außer einem Analysator (A) zwei Doppelkeile aus Quarz von etwa 15—20 mm Dicke. Der eine, weiterhin als die D -Platte (drehende Platte) bezeichnet, besteht aus zwei *senkrecht* zur optischen Achse geschliffenen Keilen von gleichen Keilwinkeln, deren einer einem rechts- der andere einem linksdrehenden Kristall entnommen ist. Der andere ist aus zwei gleichwinkligen *parallel* der optischen Achse geschliffenen Keilen hergestellt und wie beim Babinet'schen Kompensator liegt in dem einen die Achse parallel, in dem anderen senkrecht zur Keilkante. Dies Keilpaar werde ich als die V -Platte (verzögernde Platte) bezeichnen. Die Keile jedes Paares sind so zusammengelegt, daß sie je eine planparallele Platte bilden. Die zwei Platten sind dicht hintereinander mit ihren Keilkanten normal zueinander befestigt. Um noch präziser zu sprechen und zugleich an die von mir angewandte Anordnung anzuknüpfen, möge das Keilpaar V mit seinen Keilkanten parallel der x -Achse, also horizontal, und zwar so aufgestellt sein, daß wenn man dem Strahl entgegensieht, die relative Verzögerung

$$\Delta = 2 \pi (d_1 - d_2) \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_s} \right)$$

eines vertikal polarisierten Strahles gegen einen horizontal polarisierten von oben nach unten zunimmt.

Das Keilpaar D mit zur y -Achse parallelen, also vertikalen Keilkante möge dagegen so stehen, daß die relative Verzögerung

$$\varphi = 2\pi(D_1 - D_2)\left(\frac{1}{\lambda_r} - \frac{1}{\lambda_s}\right)$$

eines rechts rotierenden gegen einen links rotierenden Strahl und somit die positive Drehung einer durch D eingehenden linear polarisierten Welle von links nach rechts wächst.

Die Erscheinung, speziell der Verschiebungssinn der Punktreihen, ist verschieden, je nachdem das zu untersuchende Licht zuerst die Platte V oder zuerst die Platte D trifft. Es hat auch, wie wir sehen werden, jede Anordnung ihre besonderen Vorteile.

I. Betrachten wir zuerst die Anordnung $V + D + A$ unter Voraussetzung homogenen, im allgemeinen Falle elliptisch polarisierten Lichtes. Das hindurchgegangene Licht lassen wir etwa mittels einer Linse auf eine matte Glasplatte fallen. Die Aufgabe ist also die Untersuchung der Intensitätsverhältnisse in dem so erhaltenen Bild.

Es möge die Bewegung der sich parallel der z -Achse fortpflanzenden Welle gegeben sein durch die zwei Komponenten,

$$(1) \quad \begin{cases} x = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right), \\ y = b \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right); \end{cases}$$

dabei sind a, b, h, k Konstanten, τ ist die Periode.

Indem wir die Schwächung durch Reflexion vernachlässigen, haben wir nach dem Durchgang durch die V -Platte

$$(2) \quad \begin{cases} x_1 = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_o} - \frac{d_2}{\lambda_e} \right), \\ y_1 = b \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_o} - \frac{d_2}{\lambda_e} \right). \end{cases}$$

Es bedeuten d_1, d_2 die Dicken der beiden Keile an der Durchgangsstelle, λ_o, λ_e die Wellenlängen des ordentlichen bez. ausserordentlichen Strahles in der Platte V .

Die relative Verzögerung ist gegeben durch

$$(3) \quad 2\pi \left[\frac{h-k}{\lambda} + (d_1 - d_2) \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_s} \right) \right] = \Delta$$

und linear polarisiertes Licht erhält man, wo $\Delta = n\pi$ und $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ist.

Setzen wir

$$2\pi \frac{h-k}{\lambda} = \delta_0, \quad 2\pi (d_1 - d_2) \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_s} \right) = \delta_1,$$

so wird Gleichung (3)

$$(3') \quad \Delta = \delta_0 + \delta_1.$$

Bezeichnen wir mit n_o bez. n_s den Brechungsindex des ordentlichen bez. des außerordentlichen Strahles, so läßt sich aus Formel (3) die Beziehung entnehmen

$$(4) \quad 2\pi (d_1 - d_2) (n_o - n_s) = \delta_1,$$

wo δ_1 die Phasenverzögerung in Wellenlängen angibt. Mit Hilfe dieser Formel kann man die Streifenbreite der benutzten V -Platte berechnen.

Nach dem Durchgang durch die zweite Platte hat man

$$(5) \quad \begin{cases} x_2 = x_1 \cos \varphi - y_1 \sin \varphi, \\ y_2 = x_1 \sin \varphi + y_1 \cos \varphi, \end{cases}$$

wo φ die Drehung in der Platte an der Durchgangsstelle bedeutet.

Es möge nun der Hauptschnitt des Analysators einen Winkel β mit der $+x$ -Achse, $\frac{1}{2}\pi - \beta$ mit der $+y$ -Achse bilden. Dann geht durch ihn die Komponente

$$x_3 = x_2 \cos \beta + y_2 \sin \beta,$$

d. h. also

$$x_3 = x_1 \cos \varphi \cos \beta - y_1 \sin \varphi \cos \beta + x_1 \sin \varphi \sin \beta + y_1 \cos \varphi \sin \beta.$$

Führt man für x_1 und y_1 ihre Werte aus (2) ein und ordnet, so findet sich

$$(6) \quad \begin{cases} x_1 = (a \cos \beta \cos \varphi + a \sin \beta \sin \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) - \varphi \right) \\ \quad + (-b \cos \beta \sin \varphi + b \sin \beta \cos \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right) - \varphi \right). \end{cases}$$

Die Intensität J des hindurchgehenden Lichtes wird dem Quadrat der Amplitude der resultierenden Schwingung proportional sein. Nach einiger Reduktion erhält man

$$(7) \quad \begin{cases} I^2 = (a \cos(\beta - \varphi) + b \sin(\beta - \varphi))^2 \\ \quad - 2ab \sin 2(\beta - \varphi) \sin^2 \left(\frac{\Delta}{2} \right). \end{cases}$$

In dieser Formel bedeuten: φ die Drehung in der D -Platte, a und b die Amplituden der einfallenden Komponenten; dabei wird α , das Azimut des einfallenden Lichtes, gegeben durch $\operatorname{tg} \alpha = b/a$; β ist der Winkel zwischen Hauptschnitt des Analysators und der x -Achse, $\Delta = \delta_0 + \delta_1$ die relative Phasenverzögerung der normal zueinander schwingenden Komponenten.

Wir suchen nun die zwei Systeme von Werten, welche I^2 zu einem Minimum machen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß β als bekannt vorausgesetzt ist und α und δ_0 durch den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes bestimmt sind.

Setzt man erstens

$$(8) \quad \Delta_1 = \delta_0 + \delta_1 = 2n\pi, \text{ also } \delta_1 = 2n\pi - \delta_0,$$

so wird $I^2 = 0$, falls die Bedingung erfüllt ist

$$\operatorname{tg}(\beta - \varphi_1) = -\frac{a}{b} = -\operatorname{ctg} \alpha = \operatorname{ctg}(-\alpha),$$

d. h.

$$(9) \quad \begin{cases} \beta - \varphi_1 = \pm \frac{2n+1}{2} \pi + \alpha, \\ \text{oder} \\ \alpha + \varphi_1 - \beta = \pm \frac{2n+1}{2} \pi, \quad \varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2} \pi, \end{cases}$$

ist, wo für n die Reihe der positiven ganzen Zahlen zu setzen ist.

Das zweite System erhalten wir für

$$(10) \quad \delta_2 = \delta_0 + \delta_1 = (2n + 1)\pi, \text{ also } \delta_2 = (2n + 1)\pi - \delta_0;$$

denn es wird jetzt $I^2 = 0$, wenn gilt

$$\operatorname{tg}(\beta - \varphi_2) = \frac{a}{b} = \operatorname{ctg} \alpha,$$

woraus

$$(11) \quad \left\{ \begin{array}{l} \beta - \varphi_2 = \pm \frac{2n+1}{2} \pi - \alpha, \\ \text{oder} \\ \alpha - \varphi_2 + \beta = \pm \frac{2n+1}{2} \pi, \quad \varphi_2 = \alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2} \pi. \end{array} \right.$$

Bezeichnen wir mit O denjenigen Punkt, wo die Keile jedes Paares gleiche Dicke haben, wo also die Kombination $V+P$ daher keine Wirkung ausübt, und wählen wir ihn als Anfangspunkt eines Koordinatensystems φ, δ , so läßt sich die Erscheinung folgenderweise darstellen.

Die Gleichung (8) liefert eine zu der φ -Achse parallele Schar von Geraden δ_1 , die man als den geometrischen Ort der lineären Polarisation sofort erkennt.

Die Gleichung (9) giebt eine Schar von Geraden parallel der δ -Achse φ_1 . Fassen wir die zweite Form der Gleichung (9) ins Auge und bedenken, daß $\alpha + \varphi_1$ das Azimut der Polarisation des Lichtes nach Durchlaufen der Kombination $V+D$ bedeutet, so ist klar, daß diese Geraden als der geometrische Ort des zu dem Hauptschnitte des Analysators normalen Azimutes zu bezeichnen sind.

Die Nullstellen der Intensität sind die Schnittpunkte $\delta_1 \times \varphi_1$.

Die beiden Systeme von Geraden sind in der Fig. 1 ausgezogen und das erste System von Nullstellen, $\delta_1 \times \varphi_1$, mit \bullet bezeichnet.

Ein zweites System wird durch Gleichungen (10) und (11), als Schnittpunkte der in der Figur gestrichelten Geraden, gegeben. Diese Nullstellen der Intensität sind mit \odot bezeichnet.

Die Gleichungen (8) bis (11) geben uns auch Auskunft über den Sinn der Verschiebung der Punkte, wenn wir den Polarisationszustand des einfallenden Lichtes ändern.

Variiert man δ_0 , d. h. die relative Phasenverzögerung, etwa um den Betrag δ , so wird

$$\delta_1 = 2n\pi - \delta_0 - \delta \text{ und } \delta_2 = (2n + 1)\pi - \delta_0 - \delta.$$

Beide Systeme von Punkten gleiten im gleichen Sinne längs der Geraden gleichen Azimutes.

Ändert man β , indem man den Analysator um γ dreht, so wird

$$\varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi + \gamma \text{ und } \varphi_2 = \alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi + \gamma.$$

Die Punkte werden also längs der Geraden gleichen Phasenunterschiedes gleichsinnig verschoben.

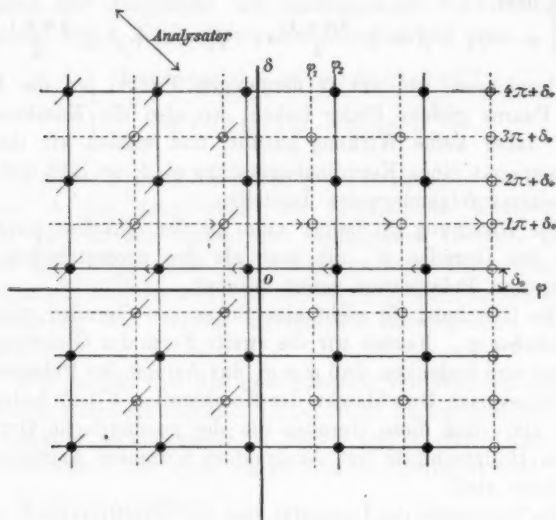


Fig. 1.

Doch wenn man jetzt α , d. h. das Azimut des einfallenden Lichtes, um φ variieren läßt, so folgt

$$\varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi - \varphi \text{ und } \varphi_2 = \alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi + \varphi.$$

Die zwei Systeme $\delta_1 \times \varphi_1$ und $\delta_2 \times \varphi_2$ werden also längs der Geraden gleichen Phasenunterschiedes wie vorhin um gleichviel verschoben, aber in *entgegengesetzter* Richtung.

Dadurch sind diese Verschiebungen von irgend welcher Marke unabhängig geworden. Dies ist ein großer Vorteil, wie nachher erörtert wird. Es hat auch einen scheinbaren Nachteil. Wird das Azimut sehr klein, so sind die zwei Systeme dicht

aneinander getreten. Fällt das Azimut mit einer der Achsen der V -Platte zusammen, d. h. ist $\alpha = 0$ oder 90° , so wird überhaupt kein System von Punkten, sondern ein solches von Streifen vorhanden sein. In diesem Falle kann man natürlich die V -Platte entfernen, ohne die Erscheinung zu ändern. Einige Versuche zeigten, daß $\alpha = 10^\circ$ bis 15° wohl das kleinste Azimut darstellt, das man mit Vorteil anwenden kann. Wird die Elliptizität durch Reflexion hervorgebracht, so braucht man, um günstige Verhältnisse zu erzielen, nur dem ursprünglich linear polarisierten Lichte ein passendes Azimut zu geben; und dies ist ja immer zulässig außer bei kristallinischen Medien.

Geht man mit α von einem Quadranten zum andern, so tauchen im zweiten Quadranten die Punkte $\delta_1 \times \varphi_2$ an Stelle von $\delta_1 \times \varphi_1$ auf und umgekehrt $\delta_2 \times \varphi_1$ an Stelle von $\delta_2 \times \varphi_2$.

II. Trifft die Welle zuerst die Platte D (Anordnung $D + V + A$), so denkt man sie passend in zwei entgegengesetzt rotierende, zirkular polarisierte Strahlen zerlegt. Bei Benutzung der früheren Bezeichnungen wird zu schreiben sein

$$(12) \quad \begin{cases} x = \frac{a}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) + \frac{a}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) \\ \quad - \frac{b}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right) - \frac{b}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right), \\ y = -\frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) + \frac{a}{2} \sin 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) \\ \quad + \frac{b}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right) + \frac{b}{2} \cos 2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} \right). \end{cases}$$

Nach dem Durchgang durch D kann man die resultierende Schwingung gemäß Gleichung (5) schreiben:

$$(13) \quad \begin{cases} x_1 = x \cos \varphi - y \sin \varphi \\ \quad = (a \cos \varphi - b \sin \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) - \varphi \right), \\ y_1 = x \sin \varphi + y \cos \varphi \\ \quad = (a \sin \varphi + b \cos \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} \right) - \varphi \right). \end{cases}$$

Nach dem Durchgang durch V hat man:

$$(14) \quad \begin{cases} x_2 = (a \cos \varphi - b \sin \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{h}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_0} - \frac{d_2}{\lambda_0} \right) - \varphi \right), \\ y_2 = (a \sin \varphi + b \cos \varphi) \cos \left(2\pi \left(\frac{t}{\tau} - \frac{k}{\lambda} - \frac{d_1}{\lambda_0} - \frac{d_2}{\lambda_0} \right) - \varphi \right). \end{cases}$$

Durch den Analysator geht die Komponente

$$x_3 = x_2 \cos \beta + y_2 \sin \beta,$$

deren Intensität gegeben wird durch

$$I^2 = (a \cos \varphi - b \sin \varphi)^2 \cos^2 \beta + (a \sin \varphi + b \cos \varphi)^2 \sin^2 \beta \\ + 2 \cos \beta \sin \beta (a \cos \varphi - b \sin \varphi)(a \sin \varphi + b \cos \varphi) \cos \Delta.$$

Dies läßt sich leicht reduzieren zu

$$(15) \left\{ \begin{aligned} I^2 &= (a \cos(\beta - \varphi) + b \sin(\beta - \varphi))^2 \\ &\quad - 2ab \sin^2 \beta (a \cos \varphi - b \sin \varphi)(a \sin \varphi + b \cos \varphi) \sin^2 \frac{\Delta}{2}, \end{aligned} \right.$$

was mit Gleichung (7) im allgemeinen nicht identisch ist.

Für

$$(16) \quad \Delta = \delta_0 + \delta_1 = \pm 2n\pi, \quad \delta_1 = \pm 2n\pi - \delta_0$$

wird $I^2 = 0$, falls gilt

$$\operatorname{tg}(\beta - \varphi) = -\operatorname{ctg} \alpha,$$

woraus wie früher

$$(17) \quad \varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi.$$

Für

$$(18) \quad \Delta = (2n+1)\pi = \delta_0 + \delta_2, \quad \delta_2 = \pm(2n+1)\pi - \delta_0$$

wird $I^2 = 0$, wenn

$$\operatorname{tg}(\beta + \varphi) = \frac{a}{b} = \operatorname{ctg} \alpha,$$

und daraus im Gegensatz zu (11)

$$(19) \quad \varphi_2 = -\alpha - \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi.$$

Woran der Unterschied liegt, wird man sofort sehen, wenn wie für die vorher besprochene Anordnung $V + D + A$ der Verschiebungssinn festgestellt wird. Die Gleichungen (16) und (18) lehren, daß bei einer Änderung des Gangunterschiedes (δ_0) in dem einfallenden Lichte die Nullstellen sich alle im gleichen Sinne um gleich viel längs der Geraden gleicher Azimute verschieben. Gleichungen (17) und (19) aber sagen aus, daß bei einer Änderung des Azimutes (α) des einfallenden Lichtes die Nullstellen alle längs der Geraden gleicher Phasendifferenz in einem Sinne wandern, dagegen bei einer Drehung des *Analysators*, d. h. Änderung von β , die Nullstellen der zwei Systeme in entgegengesetztem Sinne verschoben werden.

Überschreitet man die Werte $\beta = 0$, $\beta = 90^\circ$, so tauschen die zwei Systeme der Nullstellen $\delta_1 \times \varphi_1$ und $\delta_2 \times \varphi_2$ ihre Vertikalgeraden aus, und es gehört dann δ_1 zu φ_2 und δ_2 zu φ_1 . Für $\beta = 0$ oder 90° hat man die vorher erwähnten kontinuierlichen Streifen, wobei die *V*-Platte jetzt wie damals wirkungslos ist.

Es ist noch ein spezieller Fall zu erwähnen. Wird $\delta_0 = \pi/2$, d. h. ist das einfallende Licht zirkular polarisiert, so ist die *D*-Platte wirkungslos. Man erhält nur ein System von Minima, da

$$\delta_1 = \delta_2 = \pm 2n\pi - \frac{\pi}{2}$$

wird. Die Werte von

$$\varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi \quad \text{und} \quad \varphi_2 = -\alpha - \beta \pm \frac{2n+1}{2}\pi$$

sind unbestimmt wegen der Unbestimmtheit von α . Zirkular polarisiertes Licht besitzt bekanntlich keine Seitlichkeit. Bei dieser Anordnung *D* + *V* + *A* hat man den Vorteil, jedes beliebige Azimut des einfallenden Lichtes benutzen zu können. Wollte man an durchsichtigen Medien in der Nähe der Polarisationswinkel beobachten, so wäre diese Anordnung am zweckmäßigsten, denn mit der ersten Anordnung *V* + *D* + *A* verliert man an Intensität bei Benutzung eines größeren Azimutes.

Einige Beobachtungen an einem durchsichtigen Medium (Cyanin $\lambda = 450,0 \mu\mu$) zeigten, daß man mit der Anordnung *V* + *D* + *A* bis $\pm 2^\circ$ an den Polarisationswinkel kommen konnte. Mit der Anordnung *D* + *V* + *A* wird die Erscheinung unscharf, wenn die Phasendifferenz etwa $\lambda/8$ übersteigt.

Für das sichtbare Spektrum könnte man die Methode auch für direkte Beobachtungen brauchbar machen. Das Amplitudenverhältnis kann man nämlich mit einiger Genauigkeit feststellen, indem man den Polarisator so lange dreht, bis die Nullstellen ihre ursprünglich karierte Stellung wieder erhalten.

Bei einfallendem linear polarisierten Lichte unter dem Azimut $\alpha = 45^\circ$ und wenn $-\beta = 45^\circ$, d. h. bei $\delta_0 = 0$, $a = b$,

$\alpha = -\beta = 45^\circ$, sind die Formeln (7) und (15) identisch, nämlich $I^2 = a^2(1 - \cos 2\varphi \cos A)$. Es ist dann

$$\delta_1 = 2n\pi, \quad \varphi_1 = \frac{2n+1}{2}\pi - \frac{\pi}{2} = n\pi,$$

$$\delta_2 = (2n+1)\pi, \quad \varphi_2 = \frac{2n+1}{2}\pi.$$

Die Methode erlangt ihre größte Genauigkeit, wenn man die Erscheinung photographiert. Es bilden dann die Nullstellen der Intensität kleine runde, weiße Flecken (desto kleiner, je länger die Expositionszeit war), deren Lage man sehr leicht mit außerordentlich großer Genauigkeit messen kann. Als Marke kann ein auf der Quarzkeilkombination angebrachtes mitphotographiertes Fadenkreuz dienen. Geht man von irgend einem bestimmten Polarisationszustand aus und stellt die Lagen der Punktreihen in Bezug auf dieses Kreuz fest, so wird eine irgendwie hervorgebrachte Änderung dieses Zustandes gegeben sein durch die im zweiten Bilde gefundene Änderung der Koordinaten. Dies erkennt man ohne weiteres aus den Formeln. Denn das erste Bild gibt für die Koordinaten (Anordnung $V + D + A$)

$$(I) \quad \delta_1 = -\delta_0 \pm 2n\pi, \quad \varphi_1 = -\alpha + \beta \pm \frac{(2n+1)}{2}\pi,$$

$$(II) \quad \delta_2 = -\delta_0 \pm (2n+1)\pi, \quad \varphi_2 = +\alpha + \beta \pm \frac{(2n+1)}{2}\pi,$$

und eine Änderung des Polarisationszustandes kann nur durch δ_0, α eintreten; es ergibt sich also eine lineäre Relation zur Bestimmung der geänderten δ_0, α aus $\delta_1, \delta_2, \varphi_1, \varphi_2$.

2. Versuchsanordnung.

Das Prinzip der Versuchsanordnung ist folgendes. Das durch ein erstes Spektrometer erzeugte homogene Licht von bestimmter Wellenlänge wird in einem zweiten Spektrometer parallel gemacht und polarisiert, um es entweder direkt oder nach der Reflexion an einem Metallspiegel durch die Quarzkeilkombination $V + D$ und einen Analysator hindurchgehen zu lassen. Die entstandene Interferenzerscheinung samt einem zwischen den Quarzplatten V und D befindlichen Fadenkreuz wird schließlich mittels eines Linsensystems photographisch festgelegt. Da der Apparat auch für ultraviolette Strahlung

dienen sollte, waren sämtliche Linsen und das Prisma des ersten Spektrometers aus Quarz. Wegen der Absorption des Kanadabalsams für ultraviolettes Licht waren als Polarisator und Analysator Nikols mit Luftschicht (nach Glan) gewählt und die Keile der Quarzplatten V und D mit Glyzerin zusammengekittet. Als Lichtquelle diente im sichtbaren Spektrum ein freibrennender Nernstscher Glühkörper. Die Spalten des ersten Spektrometers waren dabei 0,09 mm breit und 4,0 mm lang. Im Ultraviolett wurden die Funkenspektren von Cd, Al, Zn benutzt und kreisrunde Blenden von 0,1–1,0 mm Durchmesser an die Stelle der Spalten gesetzt.

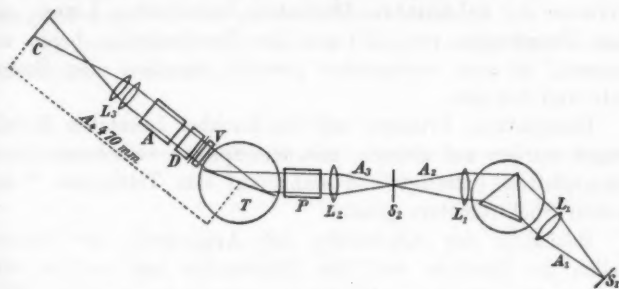


Fig. 2.

Über die Einzelheiten der in der Fig. 2 veranschaulichten Anordnung darf folgendes erwähnt werden.

Der Teilkreis des ersten Spektrometers, der in der gewöhnlichen Weise in Wellenlängen sorgfältig ausgewertet wurde, besaß zwei Nonien, die 20" abzulesen gestatteten. Die Linsen L_1 , L_2 hatten eine Brennweite von 201 mm für die Wellenlänge $\lambda = 589,3 \mu\mu$.

Der zweite Teil des Apparates wurde von dem Mechaniker des hiesigen Institutes gebaut. Am Teilkreis konnte man den Einfallswinkel bis auf 30" genau ablesen.

Die Quarzkeilkombination $V + D$, der Nikol A , die Kameralinsen L_3 und die Kasette C waren auf dem 470 mm langen beweglichen Arme A_4 des Spektrometers angebracht. Die V - und D -Platten waren jede für sich um den Strahlengang drehbar. Kameralinse sowie Kasette waren längs des Armes A_4 verschiebbar.

Der Polarisator war von Halle in Berlin, der Analysator von Steeg & Reuter in Homburg geschliffen. Beide hatten einen Durchmesser von etwa 18 mm. Die Fassung des Polarisators besaß zwei Nonien, welche $0,1^\circ$ angaben.

Die Platten der Quarzkeilkombination $F + D$ waren von Steeg & Reuter so geschliffen, daß die Streifenbreiten (entsprechend einer Wellenlänge bez. 180°) für Natriumlicht gleich 4,3 bez. 4,5 mm waren. Für einige Messungen im Ultraviolett wurde eine zweite D -Platte mit einer Streifenbreite von 16 mm für Natriumlicht benutzt.

Die Kameralinse L_3 bestand aus zwei gleichen, für ein Minimum der sphärischen Aberration berechneten Linsen mit einer Brennweite von 170 mm für Natriumlicht; beide zusammen, 40 mm voneinander gestellt, besaßen eine Brennweite von 9,6 mm.

Glasplatten, Prismen und die nachher benutzten Metallspiegel wurden auf kleinen, mit drei Spitzen versehenen Hartgummiplatten befestigt und dann auf das Tischchen T des zweiten Spektrometers gesetzt.

Bezüglich der Einstellung des Apparates, der Fehlerquellen der Methode und ihre Elimination muß auf die ausführliche Darlegung der Dissertation verwiesen werden. Was die Ausmessung der Photogramme angeht, so ist darüber folgendes zu sagen.

Auf dem Schlitten einer kleinen Teilmaschine wurde ein Winkelstück aus Messing festgeschraubt. Dieses besaß ein Loch, etwas größer als die zu messenden Negative, welche man mittels kleiner Federn dagegen hielt. Die Beleuchtung (gewöhnlicher Auerbrenner), deren Intensität man durch Einschalten von Scheiben aus Papier oder mattem Glas nach Belieben regulieren konnte, war von hinten. Senkrecht zu der Verschiebungsrichtung des Schlittens war ein mit vertikalen Fäden versehenes Mikroskop aufgestellt. Ein Schraubengang der Teilmaschine war gleich $\frac{1}{2}$ mm = 400 Trommelteile, also $1'' = 0,00125$. Diese Feinheit der Einstellung ist nur im Ultraviolett von Wichtigkeit. Die Platten waren immer in der Weise aufgestellt, daß man sie nach der Befestigung mit der Hand so lange hin und her verschob, bis die Fäden im Bilde und im Okular einander parallel waren. Als Koordinaten-

anfangspunkt habe ich immer den Kreuzungspunkt der zwei Fäden im Bilde gewählt.

Der Ort des Fadenkreuzes wurde immer bis $1''$ genau gemessen. Bei den Punktreihen war die Genauigkeit natürlich verschieden, je nach der Wellenlänge und Expositionszeit der Platte. Für $\lambda = 589,3 \mu\mu$ differierten einzelne Einstellungen selten mehr als $10''$ und das Mittel war auf $\pm 5''$ genau.

Nach den kleineren Wellenlängen hin sind die Punkte kleiner, dagegen auch näher aneinander gerückt. Hier war es nicht schwer, die Lage einer Punktreihe bis $< \pm 3''$ festzustellen. Indem man mehr Streifen mißt, kann man die Genauigkeit ungefähr auf gleicher Höhe halten.

Ich habe die in nachstehender Tab. 1 angegebene Anzahl Punktreihen gemessen.

Tabelle 1.

λ	231	257	274	298	346	395	450	500	550	589
δ	12	12	10	10	8	8	7	6	5	4
φ_1	—	34	26	18	12	10	8	8	6	4
φ_2	10	8	8	6	4	—	—	—	—	—

Die Wellenlängen λ sind stets in $\mu\mu$ angegeben. δ bezieht sich auf das V -Keilpaar. φ_1 und φ_2 beziehen sich auf das dickere bez. dünnere der zwei D -Keilpaare.

Die Abweichungen von dem Mittelwert betragen für δ_n 1—5 Proc., für φ_n immer bedeutend weniger, etwa 0,5—1,5 Proc. An jedem Bilde wurde außer den Punktreihen immer der Abstand des oben erwähnten zweiten Fadens vom Mittelpunkt gemessen. Dieser als HK bezeichnete Abstand bestimmt die Bildgröße.

3. Prüfung der Methode.

1. Die Drehung der Polarisationssebene.

Eine Drehung der Polarisationssebene allein kann man sowohl durch Drehung des Polarisators als des Analysators herbeiführen. Photographiert man die Punktsysteme vor und nach der Drehung, so gibt eine Vergleichung der zwei Photo-

graphien die hervorgebrachte Drehung. In Tab. 2 sind die Ergebnisse einiger Beobachtungen bei verschiedenen Wellenlängen zusammengestellt.

Tabelle 2.

λ	Drehung $\pm 3,0'$	Beobachtet	Differenz
361,1	$5^\circ P$	$5^\circ 2,4'$	$+ 2,4'$
361,1	$40 A$	$39 57,0$	$- 3,0$
396,0	$90 A$	$90 9,0$	$+ 9,0$
396,0	$11 P$	$10 58,0$	$- 2,0$
450,0	$90 P$	$90 1,8$	$+ 1,8$
450,0	$90 P$	$90 6,6$	$+ 6,6$
450,0	$90 P$	$89 55,5$	$- 4,5$
450,0	$90 P$	$90 1,8$	$+ 1,8$
450,0	$90 P$	$89 54,6$	$- 5,4$
480,0	$90 A$	$90 2,4$	$+ 2,4$
500,0	$90 A$	$90 4,0$	$+ 4,0$
589,3	$90 P$	$89 57,1$	$- 2,9$
550,0	$10 P$	$9 48,0$	$- 12,0$
Mittel			$4,4'$

Die Buchstaben A und P lassen erkennen, ob dabei Analysator oder Polarisator gedreht wurde. Da die Einstellung der Nikols nur auf $\pm 3,0'$ genau war, so ist der mittlere Fehler $4,4'$ als ganz befriedigend anzusehen. Würde man den Apparat mit etwas feineren Einrichtungen aufbauen, so wäre es leicht möglich, eine Drehung der Polarisationssebene auf $\pm 1'$ genau zu messen.

2. Die relative Phasenverzögerung.

Die ersten Versuche, eine Phasenverzögerung zu messen, stellte ich mit zwei Glimmerblättchen an. Die Beobachtungen wurden einmal wiederholt, die Resultate (Tab. 3) zeigen die Konstanz der beobachteten Werte.

Tabelle 3.

λ	Beobachtet I	Beobachtet II
450,0	0,2491	0,2492
450,0	0,3135	0,3132

Da die Blättchen nicht genau ausgewertet waren, habe ich, um die absolute Genauigkeit zu prüfen, einige Versuche mit einem Babinet-Soleilschen Kompensator angestellt. Der Kompensator, der gelegentlich einiger anderer Versuche sorgfältig ausgewertet worden war, wurde auf dem Tischchen mit seinen Flächen normal zur Strahlenrichtung festgeklemmt. Die photographische Aufnahme, genommen mit der Trommel des Kompensators in einer beliebigen Nulllage, wurde dann mit derjenigen verglichen, die ich erhielt, nachdem die Trommel um einen bestimmten Winkel gedreht worden war. Die Resultate befinden sich in Tab. 4.

Tabelle 4.

λ	Verzögerung	Beobachtet	Differenz
450,0	0,16731 $\pm 0,00011$	0,16777	+0,00046
589,3	0,16667	0,16611	-0,00056
589,3	0,08333	0,08373	+0,00040

Die Methode erlaubt also die Bestimmung einer relativen Phasenverzögerung bis auf $\pm 0,001 \lambda/2$.

3. Die Bestimmung der Wellenlänge aus den Photographien

Im Laufe weiterer Versuche hat es sich herausgestellt, daß man die Wellenlänge des einfallenden Lichtes aus der jedesmaligen erhaltenen Photographie mit erheblicher Genauigkeit entnehmen kann. Hat man nämlich für eine Wellenlänge (λ_1) den Abstand π_1 , der einer Drehung 180° entspricht, genau ermittelt, so wird dieser Abstand π_2 für eine andere Wellenlänge (λ_2) bei gleicher Bildgröße gegeben sein durch $\pi_1/\pi_2 = \varphi_2/\varphi_1$, wo φ_1 und φ_2 die Drehungen pro Millimeter im Quarz für diese Wellenlängen bedeutet.

Bezüglich der Genauigkeit dieser Bestimmung ist auf die Dissertation zu verweisen.

Die Photographie gibt nach dem Gesagten sowohl die Phasendifferenz, als das benutzte Azimut und die Wellenlänge des einfallenden Lichtes an. Als einzige bei der Beobachtung mitspielende Größe, die man nicht aus den Photographien entnehmen kann, bleibt der benutzte Einfallswinkel.

4. Die Berechnung der Beobachtungen.

Setzt man

$$(1) \quad \sin \Delta \operatorname{tg} 2 \psi = \operatorname{tg} Q,$$

$$(2) \quad \cos \Delta \sin 2 \psi = \cos 2 P,$$

$$(3) \quad \operatorname{tg} P \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi = S,$$

so werden die optischen Konstanten der Metalle gegeben durch die strengen Formeln¹⁾

$$(4) \quad 2 n^2 x = S^2 \sin 2 Q,$$

$$(5) \quad n^2 = \frac{S^2 \cos 2 Q + \sin^2 \varphi}{1 - x^2},$$

$$(6) \quad x = \operatorname{tg} \frac{1}{2} \chi,$$

wo x gegeben ist durch

$$(7) \quad \operatorname{tg} \chi = \frac{S^2 \sin 2 Q}{S^2 \cos 2 Q + \sin^2 \varphi}.$$

Das Reflexionsvermögen bei senkrechtem Einfall J wird berechnet aus der Gleichung

$$(8) \quad J = \frac{n^2(1+x^2) + 1 - 2n}{n^2(1+x^2) + 1 + 2n}.$$

Für den Haupteinfallswinkel φ gilt streng die Gleichung

$$(9) \quad \sin^4 \varphi \operatorname{tg}^4 \varphi = n^4(1+x^2)^2 - 2n(1-x^2)\sin^2 \varphi + \sin^4 \varphi.$$

Will man die von Drude angegebenen Näherungsformeln (2) benutzen, so darf man im Ultraviolett bei Silber das Glied mit $1/S^6$ nicht mehr vernachlässigen. Für Stahl, Kupfer und Kobalt genügen drei Glieder der Reihe, doch ist die Rechnung am einfachsten, wenn die strengen Formeln (1) bis (9) benutzt werden. Sind die Beobachtungen in der Nähe des Haupteinfallswinkels angestellt, so zeigt Formel (9), daß S beinahe konstant gleich $\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi$ wird. Eine Berechnung einiger der ungünstigsten beobachteten Fälle hat gezeigt, daß der Unterschied zwischen φ aus Formel (9) und aus der Gleichung $\sin \varphi \operatorname{tg} \varphi = S$ eine Bogenminute nicht übersteigt, wenn nur der Einfallswinkel $\varphi - 2^\circ < \varphi < \varphi + 2^\circ$ ist. In derselben Annäherung kann man auch $\operatorname{tg} Q = \operatorname{tg} 2 \psi$ setzen.

In der Regel werden n und x bis drei Dezimalstellen genau, wenn man in der Berechnung bis zum Schluß nur ganze Minuten mitführt.

1) P. Drude, Wied. Ann. 64. p. 161. 1898.

2) P. Drude, Wied. Ann. 39. p. 512. 1890.

5. Beobachtungen am Stahl.

Der benutzte Spiegel wurde von der Firma C. Zeiss geschliffen. Die spiegelnde Fläche von 20×40 mm war ganz kratzenfrei.

Gleich nach Ankunft des Spiegels, ohne vorhergegangenes Putzen, oder Polieren habe ich folgende Beobachtungsreihe ausgeführt.

Tabelle 5.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ	Daraus φ
450,0	75°	$98^\circ 30'$	$62^\circ 55'$	$73^\circ 10'$
500,0	75	91 40	59 24	74 40
589,3	75	84 15	58 55	76 7

Es bedeutet φ den Einfallswinkel des nach 45° Azimut polarisierten einfallenden Lichtes, ψ ist das Azimut der wiederhergestellten Polarisationssebene, Δ die relative Phasenverzögerung unter der Annahme, daß bei wachsendem Einfallswinkel Δ von 0 bis π geht.

Nun haben Hennig¹⁾ und Drude²⁾ für Stahl folgende Werte beobachtet:

Tabelle 6.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ	
589,3	75°	$79^\circ 23'$	$55^\circ 52'$	Hennig I
	75	77 51	55 14	Hennig II
	$75\ 14'$	80 0	55 39	Drude

Es war also daraus zu schließen, daß der Spiegel mit einer Oberflächenschicht behaftet war. Ich habe daher den Spiegel mit reinster Baumwolle und möglichst wasserfreiem Alkohol gereinigt. Es ergab sich dann für $\lambda=589,3$ bei $\varphi=75^\circ$ $\Delta=78^\circ 35'$ und $2\psi=56^\circ 16'$, was in schönster Übereinstimmung mit dem oben Angegebenen ist.

1) R. Hennig, Gött. Nachr. **13**. p. 377. 1887.

2) P. Drude, Wied. Ann. **39**. p. 501. 1890.

Der Spiegel wurde zwischen den Beobachtungen samt seinem Tischchen in einem mit Chlorcalcium gefüllten Exsikkator aufbewahrt. Vor jeder Beobachtungsreihe habe ich immer mit $\lambda = 589,3 \mu\mu$ kontrolliert. Tab. 7 enthält die für die verschiedenen Wellenlängen beobachteten Werte. Wenn nichts anderes gesagt ist, so sind die angegebenen Zahlen die direkt beobachteten

Tabelle 7.

Stahl.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	Δm	2ψ	$2\psi m$
226,5	65°	83°	83°	56° 45' *	56° 45'
231,3	65°	81° 41'	81° 41'	57° *	57
257,3	65°	75° 57 ₁ '	—	58° 18'	—
		76 30 ₂	76° 19'	58 10	58° 14'
298,1	70°	91° 41 ₁ '	—	58° 48'	—
		91 39 ₂	91° 40'	58 51+	58° 50
325,5	70°	90° 38 ₁ '	—	—	—
		90 8 ₂	—	—	—
		90 30 ₃	—	60° 17'	—
		89 56 ₃	90° 12'	60 19	60° 18'
361,1	70°	80° 40 ₁ '	—	61° 15'	—
		80 56 ₂	80° 51'	61 28	61° 21'
400,0	70°	84° 52'	—	60° 23'	—
		84 50	—	60 50	—
		—	84° 51'	60 41	60° 38'
450,0	75°	91° 20'	—	59° 21'	—
		90 54	91° 7'	59 8	59° 12'
500,0	75°	86° 2'	—	57° 56'	—
		85 52	85° 57'	58° 20	58° 7'
553,0	75°	80° 6'	—	57° 46'	—
		80 2	80° 4'	57 37+	57° 42'
550,0*	—	—	81 33	—	56° 54
589,6	75°	78° 35'	—	56° 16'	—
		78 14	—	55 59	—
		78 28	—	56	—
		78 31	78° 19'	55 57	56° 3'
640,0	75°	75° 18'	75° 18'	55° 21'	55° 21'

Werte ohne irgend welche Korrektion. Jeder Wert ist das Mittel aus mindestens zwei in Azimuten $+45^\circ$ und -45° genommenen Messungen. Zur Berechnung dienten die mit Δ_m und $2\psi_m$ bezeichneten Mittelwerte. Im Ultraviolett habe ich einigen Werten für Δ verschiedene Gewichte beigelegt wegen der am Anfang etwa unsicheren Einstellung der Kamera. Eine Veränderung der Oberfläche mit der Zeit habe ich nicht beobachtet. Die Versuche erstreckten sich über eine Zeit von fünf Monaten. Als besonders kräftigen Beweis der Genauigkeit der Methode möchte ich die für die Wellenlängen $\lambda = 298,1$, $325,5$ und $361,1$ angegebenen Werte hervorheben. Außer dass zwischen den ersten und letzten Beobachtungen eine Zeit von einigen Monaten liegt, waren die Platten bei verschiedener Einstellung von Kamera und Linse genommen. Für $\lambda = 325,5$ z. B. hatten die ersten Bilder einen Durchmesser von 11 mm, die letzten einen von 16 mm. Inzwischen hatte ich auch die zwei Quarzkeile P und D auseinander genommen und wieder mit Glycerin zusammengekittet.

Die berechneten Werte finden sich in Tab. 8 zusammengestellt.

Tabelle 8.
Stahl.

λ in $\mu\mu$	φ	ψ	n	x	nx	$nx \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$	$n^2(1+x)^2$	J
226,5	66° 51'	28° 17'	1,300	1,261	1,638	4,28	4,87	34,8
231,3	67 13	28 22	1,316	1,277	1,681	4,31	4,56	35,7
257,3	68 35	28 45	1,378	1,352	1,865	4,28	5,38	39,6
298,1	69 33	29 24	1,399	1,429	1,999	3,96	5,95	42,6
325,5	69 57	30 9	1,367	1,526	2,087	3,77	6,17	44,8
361,1	72 14	30 31	1,515	1,630	2,470	4,05	8,39	51,2
400,0	73 39	30 16	1,681	1,623	2,725	4,02	10,24	53,9
450,0	74 48	29 36	1,885	1,572	2,934	3,85	12,14	55,4
500,0	75 47	29 2	2,092	1,503	3,145	3,71	14,24	56,9
550,0	76 35	28 18	2,309	1,434	3,303	3,54	16,28	57,7
589,3	77 9	27 45	2,485	1,381	3,433	3,43	17,91	58,4
630,0	77 38	27 14	2,653	1,335	3,540	3,32	19,57	59,0

Das Hauptazimut ψ und der Absorptionskoeffizient x haben ein Maximum bei $\lambda = 361,1 \mu\mu$. Der Brechungsindex hat ein schwaches Minimum bei $\lambda = 325,5 \mu\mu$.

Fig. 3 stellt die Werte für n und κ graphisch dar.

Innerhalb der Fehlergrenze nimmt n von $\lambda = 325,5 \mu\mu$ bis $\lambda = 630,0 \mu\mu$ linear zu.

Um das Minimum bei $\lambda = 325,5 \mu\mu$ zu beseitigen, müßte man einen Fehler von etwa 3° in dem beobachteten Werte von Δ zulassen, was offenbar ausgeschlossen ist.

Die Photographien für $\lambda = 226,5 \mu\mu$ und $231,1 \mu\mu$ waren mit einem Azimut von 60° genommen. Bezeichnet man mit

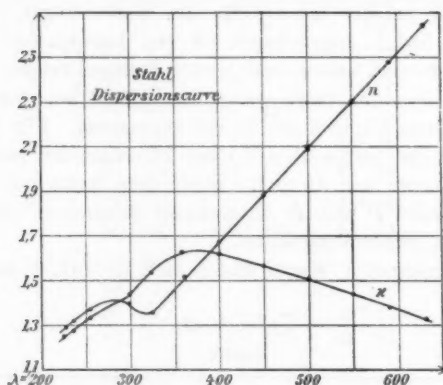


Fig. 3.

α_0 das Azimut des einfallenden Lichtes, mit α das der wieder hergestellten Polarisationssebene, so ist das Amplitudenverhältnis β der senkrecht und parallel der Einfallsebene polarisierten Komponenten gegeben durch

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0}.$$

Ich habe bei Stahl eine Abhängigkeit des 2ψ von dem benutzten Azimut gefunden, was auf kristallinische Struktur schließen läßt.¹⁾ Tab. 9 gibt die beobachteten und aus obiger Formel berechneten Werte.

1) Bei den anderen Metallen, Kobalt, Kupfer und Silber wurde dies nicht gefunden.

Tabelle 9.
Stahl.

λ in $\mu\mu$	α_0	$\alpha_{\text{beob.}}$	$\beta_{\text{ber.}}$	$\beta - \alpha_{450}$
257,3	45°	57° 37'	57° 37'	0° 0'
	55	78 14	59 17	1 40
	65	108 20	55 47	8 11
325,5	45°	60° 18'	60° 18'	0° 0'
	65	55 29	69 2	8 44
450,0	45°	58° 53'	58° 53'	0° 0'
	50	68 48	59 46	0 53
	55	79 16	60 16	1 23
	60	91 18	61 8	2 15

Eine Abhängigkeit von der Wellenlänge ist nicht zu erblicken. Ich habe daher die für $\lambda = 226,5 \mu\mu$ und $\lambda = 231,1 \mu\mu$ unter Azimut 60° beobachteten Werte um $-2^\circ 20'$ corrigiert.

Die Dispersion des Haupteinfallswinkels φ und Hauptazimutes $\bar{\psi}$ des Stahles für das sichtbare Spektrum ist von Jamin¹⁾, van der Willigen²⁾, Quincke³⁾, Glan⁴⁾, Drude⁵⁾ und Breithaupt⁶⁾ bestimmt worden. Hennig⁷⁾ hat für zwei Spiegel die Werte für $\lambda = 589,3 \mu\mu$ angegeben. Houghton⁸⁾ arbeitete mit rotem Lichte unbenannter Wellenlänge. Aus der graphischen Darstellung sämtlicher Werte in Fig. 4 sieht man, dass meine Werte für φ mit Ausnahme von fünf von Jamin und einem von van der Willigen etwas höher sind als die anderen.

Die Abweichungen der Jamin'schen Werte übersteigen die Beobachtungsfehler. Die Werte sind etwa um 1° zu groß. Da seine Kurve für das Hauptazimut keine Krümmungsänderung zeigt, so scheint es sehr wahrscheinlich, daß seine Werte

1) J. Jamin, Ann. de chim. et de phys. 22. p. 311. 1848; Pogg. Ann. 74. p. 525. 1848.

2) van der Willigen, Pogg. Ann. 117. p. 464. 1862.

3) G. Quincke, Pogg. Ann. Jubel-Bd. p. 336. 1874.

4) P. Glan, Wied. Ann. 7. p. 640. 1879.

5) P. Drude, Wied. Ann. 39. p. 485. 1890.

6) G. Breithaupt, Wied. Ann. 68. p. 46. 1898.

7) R. Hennig, Gött. Nachr. 13. p. 317. 1887.

8) S. Houghton, Phil. Trans. 1. p. 87. 1863.

um diesen Betrag durch einen konstanten Beobachtungsfehler entsteht sind.

Beobachtungen des Brechungsindex des Eisens sind nach der Prismenmethode von Kundt¹⁾ und du Bois und Rubens²⁾ gemacht worden. Tab. 11 giebt die beobachteten Werte an.

Haupteinfallswinkel ϕ und Hauptazimut ψ des Stahles.

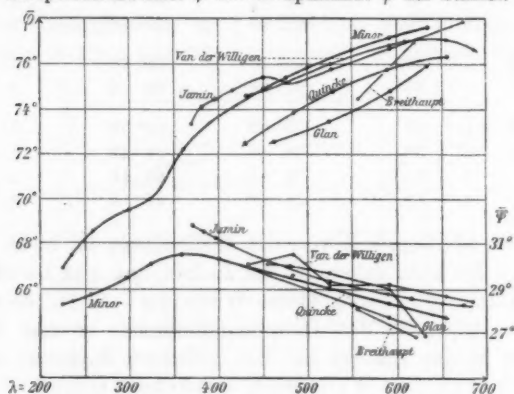


Fig. 4.

Tabelle 10.
Brechungsindizes des Eisens (Stahl).

λ in $\mu\mu$	du Bois u. Rubens			du Bois u. Rubens	Kundt	Shea	Minor
G 431,0	2,23	2,15	1,78	2,05	—	—	1,80
Blau	—	—	—	—	1,52	—	—
F 486,0	2,61	2,63	2,08	2,43	—	—	2,03
Weiss	—	—	—	—	1,73	—	—
D 589,3	3,03	2,84	2,59	2,72	—	—	2,49
630,0	—	—	—	—	—	—	2,65
Rot	—	—	—	—	1,81	—	—
644,0	—	—	—	3,06	—	3,03 (650)	2,71
Li 670,0	3,34	3,01	3,00	3,12	—	—	—
Prismenwinkel	17,0''	20,9''	26,0''	Mittelwerte aus I, II u. III			
	I	II	III				

1) A. Kundt, Wied. Ann. **34**. p. 468. 1898.

2) H. du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. **41**. p. 520. 1890.

Die Abweichungen ihrer Zahlen von den Kundtschen glaubten du Bois und Rubens auf einen kleinen Eisenoxyd-gehalt seiner Prismen zurückführen zu dürfen (Eisenoxyd zeigt bekanntlich normale Dispersion). Indessen dürfen ihre Werte auch keine sehr große Genauigkeit beanspruchen. Ihre Werte sind im Mittel etwa 10 Proc. größer als die von mir angegebenen. Mit Prisma III ist die Übereinstimmung am besten.

Genauere direkte Bestimmungen der Größe n_x für Eisen liegen nicht vor. Die Versuche Rathenaus¹⁾ an Fe, Ni, Pt, Au, Ag scheinen mit zu geringen Schichtdicken angestellt worden zu sein. Die von Wien²⁾ erhaltenen Werte haben sowohl diesen Mangel als auch einen hinsichtlich der benutzten Wellenlänge.

Bestimmungen des Reflexionsvermögens des Stahles sind von Rubens³⁾ und Hagen u. Rubens⁴⁾ gemacht worden. Wie Tab. 11 zeigt, ist die Übereinstimmung mit den von mir berechneten sehr befriedigend.

Tabelle 11.

Reflexionsvermögen des Stahles.

λ in $\mu\mu$	Rubens (Eisen)	Hagen u. Rubens (Stahl)		Minor
		Ungehärtet	Gehärtet	
251,0	—	32,9	—	38,9
288,0	—	35,0	—	42,1
305,0	—	37,2	—	42,9
326,0	—	40,8	—	44,8
357,0	—	45,0	—	50,8
385,0	—	47,8	—	53,1
420,0	—	51,9	—	54,5
450,0	58,7	54,4	58,6	55,4
500,0	57,7	54,8	59,6	56,9
550,0	56,1	54,9	59,4	57,7
600,0	57,6	55,4	60,0	58,6

1) W. Rathenau, Inaug.-Diss. Berlin 1889.

2) W. Wien, Wied. Ann. **35**. p. 48. 1888.3) H. Rubens, Wied. Ann. **37**. p. 249. 1889.4) E. Hagen u. H. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenk. **19**. p. 293. 1899; **22**. p. 52. 1902.

6. Kobalt.

Der Kobaltspiegel war ein Stück Kobaltblech von der Firma E. Merck, Darmstadt. Die spiegelnde Fläche, 20×50 mm, wurde zuerst mit einer neuen Feile und dann mit den verschiedenen Sorten von Schmirgelpapier behandelt. Es gelang mir längere Zeit nicht, dieselbe mit Pariserrot zu polieren ohne störende Oberflächenschichten hervorzurufen. Da nun für die Dispersion die Reinheit der Fläche von allergrößter Wichtigkeit ist, wurde die endgültige Politur durch längere Bearbeitung mit Schmirgelpapier Nr. 0000 erhalten. Die übrig bleibenden feinen Kratzen lagen in der Einfallsebene. Für Natriumlicht erhielt ich dann $\varphi = 76^\circ 3'$, $\psi = 31^\circ 34'$. Es hat nun Drude¹⁾ bei gleicher Behandlung²⁾ der spiegelnden Fläche $\varphi = 75^\circ 57'$, $\psi = 31^\circ 21'$, für den sogenannten „Normalzustand“ dagegen $\varphi = 78^\circ 29'$, $\psi = 31^\circ 35'$ gefunden. Dabei ist zu bemerken, daß Drude Δ und 2ψ nicht gleichzeitig beobachtet hat, sondern er nahm für 2ψ den bei der höchsten Politur erhaltenen Wert, wobei der Spiegel etwas verunreinigt war.

Da eine Vergleichung meiner Dispersionskurve mit denen anderer Beobachter entschieden für die Reinheit des von mir benutzen Spiegels spricht, habe ich für die Berechnung der Konstanten die Drudeschen, für den „Normalzustand“ gültigen Werte zu Grunde gelegt. Dadurch wird natürlich der Verlauf der Dispersion nicht geändert, doch die angegebenen Zahlenwerte werden dem absoluten Werte sehr wahrscheinlich näher kommen.

Die beobachteten Werte sind in Tab. 12 angegeben. Die unter Δ_D und $2\psi_D$ aufgeführten sind die zur Berechnung der Konstanten benutzten.

1) P. Drude, Wied. Ann. 42. p. 188. 1891.

2) Schmirgelpapier Nr. 0000. Kratzen // Einfallsebene, P. Drude, l. c. p. 190.

Tabelle 12.
Beobachtungen am Kobalt.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ	Δ_D	$2\psi_D$
231,3	70°	(120° 40')	59° 56'	110° 9'	60° 52'
257,3	70	108 33	59 20	98 2	60 16
274,9	70	99 3	59 2	88 32	59 58
298,1	70	94 5	59 20	83 34	60 16
346,7	70	91 3	60 34	80 32	61 30
395,5	70	82 54	62 51	72 23	63 47
450,0	75	94 57	62 55	84 26	63 51
500,0	75	90 4	63 12	79 33	64 8
550,0	75	86 54	63 8	76 23	64 4
589,3	75	84 55	63 13	74 24	64 9

Die aus Δ und 2ψ berechneten Werte für φ und $\bar{\psi}$ befinden sich in Tab. 13.

Tabelle 13.
Kobalt. Berechnet aus Δ und 2ψ .

λ in $\mu\mu$	φ	$\bar{\psi}$	λ in $\mu\mu$	φ	$\bar{\psi}$
231,3	61° 22'	28° 2'	450,0	73° 56'	31° 25'
257,3	65 4	28 59	500,0	75 0	31 36
274,9	67 41	29 21	550,0	75 38	31 33
298,1	68 59	29 38	589,3	76 3	31 34
346,7	69 45	30 17	640,0	76 27	31 29
395,0	71 55	31 20			

Bestimmungen des Haupteinfallswinkels φ und des Hauptazimutes $\bar{\psi}$ des Kobalts sind von Quincke¹⁾ und Sissingh²⁾ unter Berücksichtigung der Dispersion gemacht worden. Die graphische Darstellung aller Werte in Fig. 5 läßt die Berechtigung der Behauptung betreffs der Spiegelfläche sofort erkennen.

Aus den in Tab. 14 zusammengestellten Werten, berechnet aus den als Δ_D und $2\psi_D$ bezeichneten Werten, sieht man, daß $\bar{\psi}$ und α beide ein schwaches Maximum bei der Wellenlänge $\lambda = 500,0 \mu\mu$ haben. Der Brechungsindex nimmt von $n = 1,10$ bei $\lambda = 231,3 \mu\mu$ bis $n = 2,22 \mu\mu$ für $\lambda = 640,0 \mu\mu$ beständig zu.

1) G. Quincke, Pogg. Ann. Jubelband, p. 336. 1874.

2) R. Sissingh, Archiv. Néerland. 27. p. 173 u. 252. 1894.

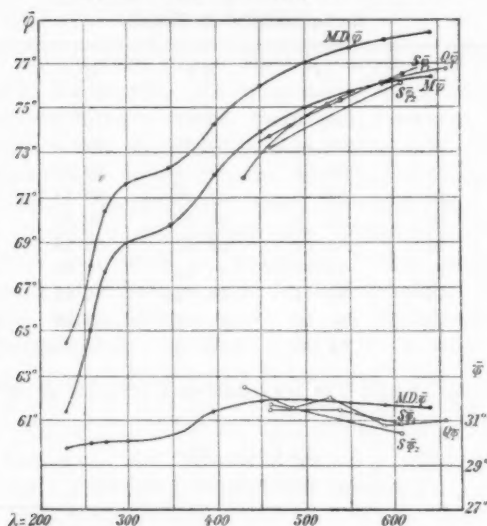
Dispersion des φ und des ψ des Kobalts.

Fig. 5.

Q = Quincke, S = Sissingh, M = Minor, MD = Unter Benutzung von Drude's Wert für $\lambda = 589,3 \mu\mu$.

Tabelle 14.

Kobalt. Berechnet aus Δ_D und $2\psi_D$.

λ in $\mu\mu$	φ	ψ	n	x	nx	$n^2(1+x^2)$	$nx \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$	J
231,3	64° 31'	29° 39'	1,100	1,296	1,428	3,285	3,65	31,8
257,3	67 56	30 0	1,247	1,453	1,812	4,839	4,16	39,7
274,9	70 22	29 59	1,410	1,517	2,140	6,569	4,61	45,7
298,1	71 34	30 8	1,500	1,555	2,333	7,691	4,62	48,7
346,7	72 18	30 20	1,539	1,607	2,474	8,489	4,23	51,1
395,0	74 15	31 20	1,627	1,791	2,912	11,126	4,35	57,7
450,0	76 8	31 52	1,792	1,906	3,421	14,916	4,48	63,3
500,0	77 5	31 53	1,930	1,926	3,711	17,488	4,37	65,5
550,0	77 40	31 43	2,048	1,906	3,904	19,415	4,18	66,6
589,3	78 5	31 40	2,120	1,900	4,040	20,70	4,04	67,5
—	78 29	31 35	2,220	1,890	4,190	22,50	3,86	68,5

Die in Fig. 6 dargestellten Dispersionskurven für n und κ sind denen des Stahles ähnlich.

Die Zahlenwerte für n sind durchweg etwa 20 Proz. kleiner als die von du Bois und Rubens¹⁾ nach der Kundtschen Methode erhaltenen.

Andere Beobachtungen der optischen Konstanten des Kobalts liegen zur Zeit nicht vor.

Dispersionskurve des Kobalts.

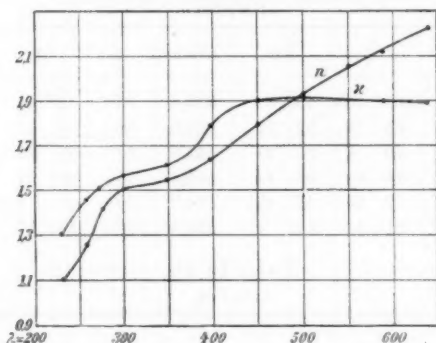


Fig. 6.

7. Kupfer.

Der Spiegel war ein solides Stück galvanisch niedergeschlagenen Kupfers. Vor dem Polieren wurde dasselbe bis zum Schmelzen erhitzt, um die kristallinische Struktur zu zerstören. Die spiegelnde Fläche von 20×50 mm wurde nach vorheriger Behandlung mit einer Feile mit den verschiedenen Sorten Schmirgelpapier abgeschliffen und durch Streichen mit einem Polierstab endgültig poliert.

Die Beobachtungen erstreckten sich auf sechs Tage. Wenn nicht im Gebrauch, wurde der Spiegel in einem mit Chlorcalcium gefüllten Exsikkator aufbewahrt.

Die beobachteten Werte der Phasenverzögerung A und das Amplitudenverhältnis ψ in Tab. 15 liefern die in Tab. 16 angegebenen Werte der Konstanten. Der Vollständigkeit halber

1) H du Bois u. H. Rubens, Wied. Ann. 41. p. 520. 1890.

habe ich unter Zugrundelegung der von Drude bestimmten Werte der Dispersion zwischen den Wellenlängen $\lambda = 589,3 \mu\mu$ und $\lambda = 630,0 \mu\mu$ die angegebenen Werte für $\lambda = 630,0 \mu\mu$ berechnet. Der Brechungsindex nimmt mit der Wellenlänge ab. Er wird gleich eins für $\lambda = 535,0 \mu\mu$ und sinkt dann bis zu $n = 0,562$ für $\lambda = 630,0 \mu\mu$. Die Dispersion des n und des κ sind in Fig. 7 graphisch dargestellt.

Tabelle 15.

Kupfer.

λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ	λ in $\mu\mu$	φ	Δ	2ψ
231,3	70°	(106° 30')	53° 38'	450,0	65°	73° 34'	66° 12'
257,3	60	68 51	52 42	500,0	70	87 15	67 33
274,9	60	70 6	52 34	535,0	70	89 20	68 57
298,1	60	74 58	53 41	550,0	70	90 59	70 57
346,7	60	72 26	57 47	575,0	70	88 1	76 46
395,0	65	81 43	61 7	589,3	70	84 17	78 14

Tabelle 16.

Kupfer.

λ in $\mu\mu$	φ	ψ	n	κ	$n\kappa$	$n^2(1+\kappa^2)$	$n\kappa \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda}$	J
231,3	65° 57'	26° 14'	1,388	1,049	1,455	4,045	3,73	29,0
257,3	65 41	25 22	1,401	1,004	1,420	3,978	3,26	27,9
274,9	65 13	25 24	1,368	1,009	1,380	3,775	2,97	27,2
298,1	64 9	26 20	1,257	1,049	1,318	3,318	2,61	26,4
346,7	65 6	28 16	1,190	1,231	1,466	3,564	2,50	31,5
395,0	67 18	30 21	1,173	1,502	1,763	4,484	2,64	40,1
450,0	69 41	32 39	1,131	1,903	2,149	5,879	2,82	50,5
500,0	70 44	33 46	1,098	2,129	2,341	6,684	2,76	55,5
535,0	70 11	34 28	1,004	2,265	2,276	6,187	2,51	56,2
550,0	69 44	35 28	0,892	2,505	2,233	5,783	2,39	58,4
575,0	70 30	38 23	0,651	3,724	2,428	6,319	2,49	70,2
589,3	71 34	39 5	0,617	4,258	2,630	7,296	2,63	74,1
630,0*	73 36	40 15	0,562	5,359	3,012	9,388	2,78	80,5

κ hat ein Minimum bei der Wellenlänge $\lambda = 257,3 \mu\mu$. Das Reflexionsvermögen J , wie von Hagen und Rubens¹⁾

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1. 1902; Zeitschr. f. Instrumentenk. 22. p. 52. 1902.

schon direkt beobachtet worden ist, hat ein Minimum bei $\lambda = 298,1 \mu\mu$. Der Haupteinfallswinkel φ hat zwei ausgesprochene Minima bei den Wellenlängen $\lambda = 300,0 \mu\mu$ und $\lambda = 550,0 \mu\mu$. Die Haupteinfallswinkel und Hauptazimute des Kupfers mit Berücksichtigung der Dispersion sind von Jamin¹⁾, van der Willigen²⁾, Wiedemann³⁾, Quincke⁴⁾ und Drude⁵⁾ beobachtet worden.

Dispersionskurve des Kupfers.

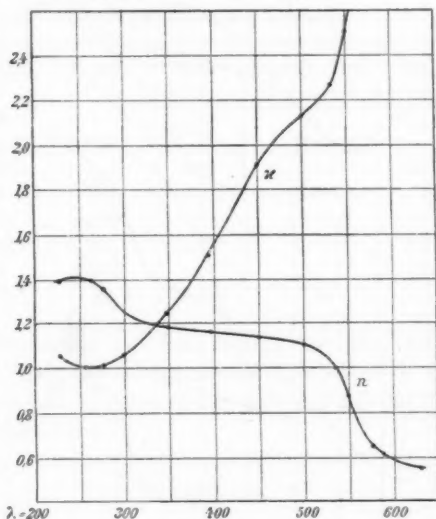


Fig. 7.

Die von mir beobachteten Werte des Haupteinfallswinkels sind durchweg etwas größer als die anderer Beobachter. Aus der graphischen Darstellung in Fig. 8 wird es klar, daß das Minimum des φ wohl deshalb früher übersehen worden ist, weil da dies zufällig zwischen die Fraunhoferschen Linien D

1) J. Jamin, Ann. de chim. et de phys. 22. p. 311. 1848; Pogg. Ann. 74. p. 528. 1848.

2) van der Willigen, Pogg. Ann. 117. p. 464. 1862.

3) E. Wiedemann, Pogg. Ann. 151. p. 1. 1874.

4) G. Quincke, Pogg. Ann. Jubelbd. p. 336. 1874.

5) P. Drude, Wied. Ann. 39. p. 461. 1890.

und E fällt. Außer bei den Quinckeschen Kurven kann man eine qualitative Übereinstimmung im Verlauf der Dispersion erblicken. Das Hauptazimut und infolgedessen auch das Reflexionsvermögen nimmt zwischen $\lambda = 525,0 \mu\mu$ und

Haupteinfallswinkel und Hauptazimut des Kupfers.

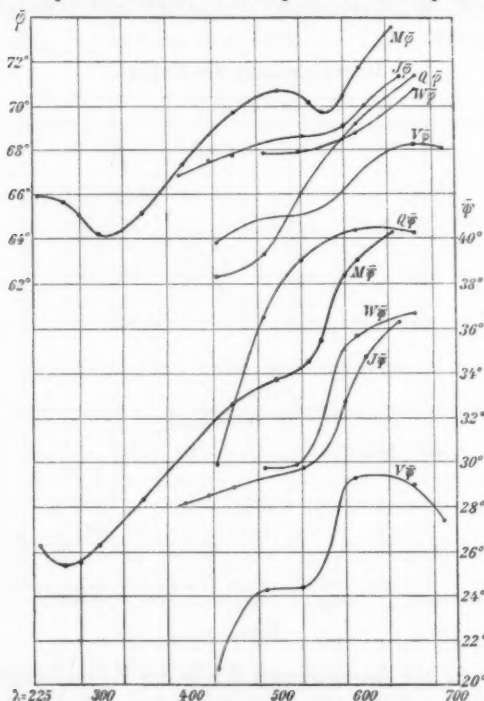


Fig. 8.

Q = Quincke, W = Wiedemann, J = Jamin, V = van der Willigen, M = Minor.

$\lambda = 575,0 \mu\mu$ rasch zu. Bei der Quincke'schen Kurve findet diese Zunahme etwas früher, bei $\lambda = 450,0 \mu\mu$ bis $\lambda = 525,0 \mu\mu$ statt.

Die Brechungsindizes nach der Kundtschen Methode sind von Kundt⁷⁾ selbst und später wohl genauer von

7) A. Kundt, Wied. Ann. **34**, p. 469. 1888.

Shea¹⁾ bestimmt worden. Dazu kommt noch eine Bestimmung auf indirektem Wege von Rubens²⁾, der aus seinem Werte das Reflexionsvermögen mit Hilfe der Jamin'schen Angaben für φ und $\bar{\psi}$ sowohl n wie $n \times$ ermittelt hat. Aus Tab. 17 sieht man eine merkwürdige Übereinstimmung mit den von Shea bestimmten Werten.

Tabelle 17.

Brechungsindizes des Kupfers.

λ in $\mu\mu$	Kundt	Shea	Rubens (ber.)	Minor
G 431,0	—	1,13	—	1,135
Blau	0,95	—	0,85	—
F 486,0	—	1,12	—	1,110
E —	—	—	0,69	—
Weiss	0,65	—	—	—
D 589,3	—	0,60	—	0,617
Rot	0,45	—	—	0,562
C 670,0	—	0,35	0,45	—

Die Abweichung im Rot, welche bei dem Extinktionskoeffizienten (Tab. 18) auch hervortritt, wird noch deutlicher, wenn wir die in Tab. 19 zusammengestellten Werte des Reflexionsvermögens betrachten.

Tabelle 18.

Extinktionskoeffizienten $n \times$ des Kupfers.

λ in $\mu\mu$	Rubens	Minor
c	2,61	—
630,0	—	3,01
589,3	—	2,63
535,0	—	2,28
527,0	2,13	—
500,0	—	2,34
450,0	1,94	2,15

1) D. Shea, Wied. Ann. 47. p. 177. 1892.

2) H. Rubens, Wied. Ann. 37. p. 249. 1889.

Tabelle 19.

Reflexionsvermögen des Kupfers.

	420	450	500	535	550	575	589,3	600	630	650
Hagen u. {	—	48,8	53,3	—	59,5	—	—	83,5	—	89,0
Rubens {	32,7	37,0	43,7	—	47,7	—	—	71,8	—	80,0
Rubens	—	53,0	54,8	61,7 (<i>E</i>)	70,0	—	—	77,7	—	80,7
Minor	—	50,5	55,5	56,2	58,0	70,2	74,1	—	80,5	—

Die erste Reihe enthält die von Hagen und Rubens für reines Kupfer, die zweite die für Handelskupfer bestimmten Werte. Erhebliche Abweichungen sind nur im Rot vorhanden, wo man sieht, dass die von Rubens bestimmten Werte für φ und $\bar{\psi}$ ähnlich den von Quincke angegebenen entsprechen, da das Reflexionsvermögen bei der Wellenlänge $\lambda = 500,0 \mu\mu$ schnell zuzunehmen anfängt.

Bekanntlich hat Kupfer eine etwas andere Farbe, je nachdem man dasselbe aus einem sauren oder einem neutralen Bade niederschlägt. Das erstere Verfahren liefert Kupfer, das mehr einen Stich ins gelbe besitzt, als das andere.

Ob die Abweichung im Rot sowohl wie die Verschiebung der Stelle des steilen Abfalles im Reflexionsvermögen dadurch zu erklären sind, müssen weitere Versuche lehren.

8. Silber.

Die Silberspiegel waren aus chemisch reinem Silberblech hergestellt. Der erste hat eine spiegelnde Fläche von 20×50 mm, der zweite von 20×38 mm. Das Polieren geschah wie beim Kupfer durch Abschleifen mit Schmirgelpapier und nachherigem Streichen mit dem Polierstahl. Die polierte Fläche zeigte sich sehr empfindlich gegen die Einwirkung etwaiger in der Luft vorhandener Gase. Bei den definitiven Versuchen wurde das Beobachtungszimmer daher gar nicht geheizt. Der erste Spiegel wurde bei zwei verschiedenen Polituren, der zweite bei einer untersucht. Bezüglich der Art, wie die verschiedenen

Beobachtungsreihen für die Berechnung kombiniert worden sind, muß auf die Dissertation verwiesen werden.

Tabelle 20.

Zur Ausrechnung benutzte Werte.

λ	φ	Δ	2ψ
226,3	65°	99° 47'	44° 50'
231,3	65	97 —	45 23
250,0	65	87 —	48 18
257,3	60	68 —	47 27
274,3	65	89 35	46 46
293,0	60	74° 50'	38 52
298,1 ^{II}	62,5	87 42	37 44
298,1 ^{III}	60	78 50	36 18
303,0	60	82 32	33 28
306,0	60	86 49	31 24
309,0	60	98 39	29 16
312,0	60	109 38	29 40
314,0	60	119 49	33 16
316,0	50	75 38	32 5
318,0	50	84 21	37 0
320,0	50	92 4	42 20
322,0	50	98 10	47 42
324,0	50	98 10	53 4
326,0	50	98 10	58 32
328,0	50	98 10	63 48
329,0	50	91 31	66 30
332,0	50	83 45	74 10
336,0	50	77 54	80 31
346,0	50	68 16	82 50
361,1	60	83 8	84 9
395,0	65	86 13	84 59
450,0	72,5	98 43	86 38
500,0	72,5	89 56	86 58
500,0	75	92 33	87 12
589,3	75	87 27	87 22

Die Werte der Phasenverzögerung Δ für die Wellenlängen $\lambda = 316 \mu\mu$ bis $\lambda = 320 \mu\mu$ sind interpoliert, da die direkten

Messungen, wie eine graphische Darstellung aller Messungen zeigt, durch die Verschiedenheit der zwei spiegelnden Flächen oder einen unbekannten Fehler entstellt zu sein scheinen.

Die Messungen lieferten die Werte:

$$\begin{array}{lll} \lambda = 316^{\text{II}} & 318^{\text{II}} & 320^{\text{I}} \\ \Delta = 70^{\circ} 24' & 74^{\circ} 28' & 86^{\circ} 4' \end{array}$$

Die Indizes I und II hier, wie an den Zahlen der Tab. 20, beziehen sich auf die Beobachtungsreihen.

Die berechneten Werte (Tab. 21) lassen den außerordentlich interessanten Verlauf der Konstanten sofort erkennen. Die Werte für $\lambda = 298,1 \mu\mu$ sind die Mittelwerte aus $298,1^{\text{II}}$ und $298,1^{\text{III}}$. Unter $\lambda = 316,0^{\text{II}}$, $318,0^{\text{II}}$ und $320,0^{\text{I}}$ sind die Konstanten angegeben, welche sich aus den oben angegebenen Werten von Δ berechnen.

Der Haupteinfallswinkel hat ein Maximum bei der Wellenlänge $\lambda = 250,0 \mu\mu$, ein Minimum bei $\lambda = 326,0 \mu\mu$ und nimmt von da an zuerst sehr schnell, dann langsam zu.

Das Hauptazimut, das sich im sichtbaren Spektrum kaum um einen Grad ändert, sinkt zu einem etwas flacheren Minimum bei der Wellenlänge $\lambda = 311,0 \mu\mu$. Die Werte für α und J haben einen ähnlichen Verlauf. Dabei erkennt man als besonders auffallend und deutlich hervortretend, daß die Minima nicht zusammenfallen, sondern mit zunehmender Wellenlänge in der Reihenfolge ψ , α , J zum Vorschein kommen.

Die Haupteinfallswinkel und Hauptazimute des Silbers sind von Jamin¹⁾, Quincke²⁾, Conroy³⁾, Cornu⁴⁾ und Drude beobachtet worden. Die Figuren 9 u. 10 geben eine Übersicht über die vorliegenden Zahlenwerte und zeigen zugleich, in welchem Maße dieselben durch die Politur beeinflußt werden.

1) J. Jamin, l. c.

2) G. Quincke, l. c.

3) J. Conroy, Proc. Roy. Soc. 31. p. 486. 1881.

4) A. Cornu, Compt. rend. 108. p. 917. p. 1211. 1889.

Tabelle 21.

Silber.

λ in $\mu\mu$	φ	ψ	n	κ	$n^2(1+\kappa)^2$	$n\kappa$	$n\kappa \frac{\lambda_0}{\lambda}$	J
226,3	62° 41'	22° 16'	1,406	0,748	3,083	1,107	2,88	18,4
231,3	63 22	22 35	1,428	0,779	3,275	1,112	2,84	19,9
250,0	65 44	24 8	1,488	0,916	3,717	1,320	3,12	25,0
257,3	65 25	22 43	1,531	0,840	4,004	1,286	2,97	24,1
274,9	65 7	23 23	1,493	0,858	3,872	1,282	2,76	24,0
293,0	63 14	18 56	1,568	0,618	3,393	0,969	1,95	16,7
298,1	62 42	18 27	1,561	0,582	3,268	0,910	1,50	15,4
303,0	61 25	16 37	1,543	0,500	2,977	0,772	1,50	12,6
306,0	60 35	15 42	1,525	0,456	2,807	0,696	1,35	11,1
309,0	59 25	14 5	1,485	0,403	2,558	0,598	1,15	9,1
311,0	58 6	13 39	1,443	0,364	2,357	0,524	0,99	7,6
314,0	54 45	14 49	1,264	0,346	1,787	0,437	0,82	4,9
316,0	52 28	15 38	1,127	0,380	1,453	0,427	0,80	4,2
318,0	50 56	18 26	1,015	0,427	1,215	0,431	0,80	4,4
320,0	49 20	21 10	0,913	0,458	1,009	0,418	0,77	4,7
322,0	47 50	23 42	0,833	0,485	0,856	0,404	0,74	5,4
324,0	47 34	26 23	0,764	0,547	0,759	0,418	0,76	7,0
326,0	47 19	29 8	0,689	0,615	0,654	0,424	0,77	9,1
328,0	47 50	31 50	0,609	0,738	0,573	0,449	0,81	12,7
329,0	49 31	33 15	0,518	1,082	0,582	0,560	1,04	16,8
332,0	52 1	37 2	0,404	1,607	0,585	0,649	1,16	32,5
336,0	54 44	40 9	0,256	3,207	0,740	0,821	1,44	54,6
346,0	58 31	41 9	0,219	5,012	1,253	1,098	1,88	67,5
361,1	62 21	42 3	0,201	7,217	2,150	1,453	2,38	77,4
395,0	66 36	43 6	0,155	12,316	3,669	1,912	2,90	87,1
450,0	70 6	43 18	0,164	14,538	6,658	2,386	3,19	91,7
500,0	72 31	43 29	0,169	17,140	8,675	2,941	3,47	93,2
550,0	74 21	43 36	0,176	18,824	10,983	3,305	3,54	94,2
589,3	75 35	43 47	0,177	20,554	16,086	3,638	3,64	95,0

Die Übereinstimmung der Werte der Brechungsindizes mit denen nach der Kundt'schen Methode bestimmten ist befriedigend. In allerneuester Zeit haben Hagen u. Rubens¹⁾

1) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1. 1902.

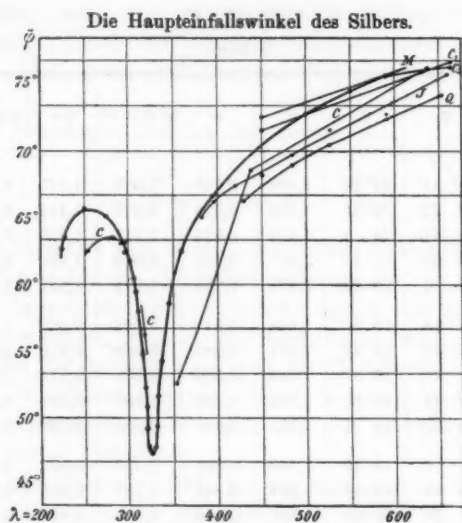


Fig. 9.

C_1 = Conroy, mit „Putty powder“ poliert, C_2 = Conroy, mit „rouge“ poliert,
 C = Cornu, J = Jamin, M = Minor.

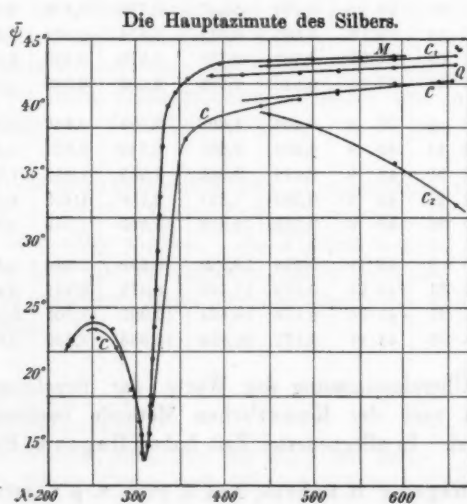


Fig. 10.

aus ihren Messungen des Reflexionsvermögens und der Extinktionskoeffizienten des Silbers ungefähre Werte des Brechungsindex berechnet, wonach derselbe für die Wellenlänge $\lambda = 251,0 \mu\mu$ den Wert $n = 3,50$ für frisches, bez. $n = 1,59$ für altes Silber besitzt. Die in Fig. 11 dargestellte Dispersionskurve stimmt damit nicht überein, sondern zeigt das Vorhandensein eines Maximums etwa bei der Wellenlänge $\lambda = 280,0 \mu\mu$ bis $\lambda = 285,0 \mu\mu$.

Die Dispersionskurve des Silbers.

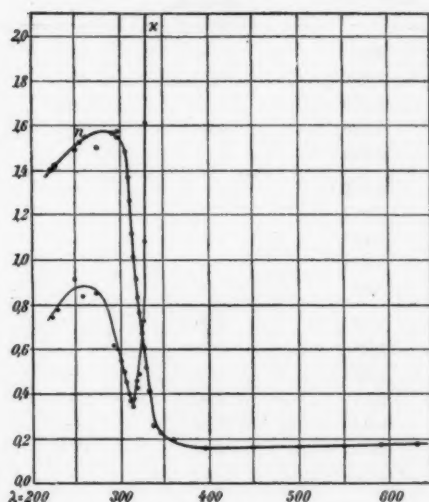


Fig. 11.

Der weitere Verlauf der Kurve schließt sich den von Hagen und Rubens angegebenen Werten gut an.

Außer der soeben erwähnten Bestimmung des Extinktionskoeffizienten von Hagen u. Rubens¹⁾ sind die einzigen vergleichbaren Messungen wohl die von Wernicke.²⁾ Die

1) E. Hagen u. H. Rubens, l. c.; Verhandl. d. Physik. Gesellsch. zu Berlin 14. p. 55. 1895.

2) W. Wernicke, Pogg. Ann. Erg.-Bd. 8. p. 55. 1876.

Übereinstimmung ist, wie nachstehende Tab. 22 zeigt, sehr befriedigend.

Tabelle 22.

Extinktionskoeffizienten $\kappa \times$ des Silbers.

λ in $\mu\mu$	Hagen u. Rubens, chemisch nieder- geschlagen	Hagen u. Rubens, durch Kathoden- zerstäubung erhalten	Wernicke	Minor
221,0	0,68	—	—	1,05*
251,0	1,002	0,77	—	1,27 —1,33*
288,0	1,005	—	—	1,04*—1,11*
305,0	0,789	0,64	—	0,73*
310,0	0,621	—	—	0,55*
316,0	0,452	—	—	0,427
321,0	0,424	—	—	0,41*
326,0	0,449	0,70	—	0,424
332,0	0,554	—	—	0,649
338,0	0,86	—	—	0,88*
357,0	1,28	1,72	—	1,36*
385,0	1,78	2,04	—	1,80*
420,0	2,31	2,38	—	2,15*
431 (G)	2,41	2,40	2,41	2,26*
450,0	2,59	2,44	—	2,386
486 (F)	3,01	2,66	2,71	2,80
500,0	3,21	2,74	—	2,941
527 (E)	3,49	2,99	2,94	3,13*
550,0	3,78	3,22	—	3,305
589 (D)	4,12	3,40	3,26	3,638
630,0	4,54	3,63	—	—
656 (C)	4,84	3,81	3,57	—

In Tab. 23 werden die verschiedenen Messungen des Reflexionsvermögens des Silbers verglichen.

Die vorhandenen Abweichungen sind wahrscheinlich alle durch die Verschiedenheit des Materiales und kleine Fehler in der Wellenlänge zu erklären.

Tabelle 23.

Das Reflexionsvermögen des Silbers.

	Hagen u. Rubens (frisch)	Hagen u. Rubens (alt)	Minor
251,1	34,1	17,6	23,5—26,0
288,0	21,2	14,5	17,8—21,6
305,0	9,1	11,2	11,6
316,0	4,2	5,1	4,2
326,0	14,6	8,0	9,1
388,0	55,5	41,1	61,7
357,0	74,5	55,7	75,3
385,0	81,4	65,0	85,1
420,0	86,6	73,0	89,7
450,0	90,5	81,1	91,7
500,0	91,3	83,9	93,2
550,0	92,7	85,0	94,2
600,0	92,6	86,3	95,2

9. Zusammenfassung der Resultate.

1. Im ersten Teil dieser Arbeit ist die Voigt'sche photographische Methode zur Untersuchung des Polarisationszustandes des Lichtes besprochen worden. Dieselbe ist besonders für Untersuchungen mit ultravioletter Strahlung geeignet. Sie erlaubt mit Hülfe einer einzigen Aufnahme eine Bestimmung der Phasenverzögerung sowie des Amplitudenverhältnisses mit einer Genauigkeit von $\pm 0,001 \lambda/2$ bez. einigen Bogenminuten des correspondirenden Azimuts, daneben auch eine Bestimmung der Wellenlänge des einfallenden Lichtes von $\pm 0,2$ bis $\pm 0,5 \mu\mu$ Genauigkeit auszuführen.

2. Die optischen Konstanten der Metalle Stahl, Kobalt, Kupfer und Silber sind mit Hülfe dieser Methode bestimmt worden. Die Genauigkeit der angegebenen Zahlenwerte schwankt zwischen einer und fünf Einheiten der zweiten Dezimalstelle.

3. Stahl und Kobalt zeigen anomale Dispersion. Ihre Dispersionskurven sind einander sehr ähnlich, nur hat der Brechungsindex des Stahles bei $\lambda = 326 \mu\mu$ ein schwaches Minimum.

4. Kupfer zeigt normale Dispersion des Brechungsindex, obwohl der Haupteinfallswinkel zwei Minima, bei $\lambda = 300 \mu\mu$

und $\lambda = 550 \mu\mu$ besitzt. Bei kleineren Wellenlängen als $\lambda = 250 \mu\mu$ wird die Dispersion des Kupfers wahrscheinlich wieder anomal. Das Reflexionsvermögen hat ein Minimum für die Wellenlänge $\lambda = 298,1 \mu\mu$.

5. Die Dispersion des Silbers ist zwischen $\lambda = 226 \mu\mu$ und etwa $\lambda = 280,0 \mu\mu$ anomal, von $\lambda = 280,0 \mu\mu$ bis etwa $\lambda = 395,0 \mu\mu$ normal und dann im sichtbaren Spektrum wieder anomal. Für das Maximum hat der Brechungsindex den Wert $n = 1,57$, für das Minimum $n = 0,155$. Für das Bereich $\lambda = 307 \mu\mu$ bis $\lambda = 326,0 \mu\mu$ liegt das Reflexionsvermögen des Silbers unter 10 Proz.

Vorliegende Arbeit wurde in dem Physikalischen Institut der Georgia-Augusta-Universität zu Göttingen ausgeführt.

An dieser Stelle möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Voigt, für das Interesse, welches er meiner Arbeit entgegengebracht hat, sowie für seine vielen freundlichen und wertvollen Ratschläge meinen aufrichtigsten Dank aussprechen.

(Eingegangen 15. Dezember 1902.)

**6. Über eine automatische Quecksilberstrahlpumpe,
nebst einigen glastechnischen Einzelheiten;
von L. Zehnder.**

Viele automatisch wirkende Quecksilberstrahlpumpen sind schon beschrieben, einige derselben sind auch vielerorts in Gebrauch genommen worden, und doch habe ich den bekannten Konstruktionen noch eine weitere hinzugefügt. Im Gegensatz zu manchen anderen Konstrukteuren solcher Pumpen ließ ich mich aber nicht von der Absicht leiten, ein Patent auf eine neue Luftpumpe zu nehmen, vielmehr wollte ich eine Pumpe konstruieren, so einfach, daß jeder Physiker im stande ist, sich dieselbe selber herzustellen. Wer nur einige Kenntnis und Übung im Glasblasen besitzt, wie sie eigentlich jeder Physiker besitzen sollte, wer also zwei Glasröhren, auch wenn sie ungleiche Durchmesser haben, zusammensetzen, ein T-Stück anfertigen und an einer Röhre eine Kugel von mäßiger Größe blasen kann, der kann auch nach meinen Angaben die einfachere von meinen automatisch wirkenden Quecksilberstrahlpumpen großer Leistungsfähigkeit herstellen. Wer aber schon mehr Fertigkeit im Glasblasen besitzt, soviel etwa, wie einer unserer Praktikanten nach ungefähr zwei bis drei von mir gegebenen Lehrstunden in einigen Tagen sich angeeignet hat, wer also noch das *innere* Ansetzen von Glasröhren fertig bringt, der kann auch die elegantere meiner beiden Pumpen selber herstellen. Übrigens werden verschiedene Glasbläsereien bereit sein, alle Glasteile zu meiner Pumpe, die Trockengefäße derselben mit inbegriffen, für ganz billigen Preis (15—20 Mark) zu liefern.¹⁾

1) Zum Beispiel Dr. Bender u. Dr. Hobein, Fabrik chemischer Apparate und Präparate in München, die auch meine p. 627 (Fig. 5) beschriebenen Glasventile herstellen.

Vom Jahre 1891 an habe ich viel mit Kahlbaumschen Pumpen ¹⁾ gearbeitet, und ich habe dieselben schätzen gelernt. Was ich von ihrer Wirksamkeit für meine Versuche verlangen mußte, leistete mir diese Pumpe in vollem Maße. Andere Pumpen schienen mir weniger Vorteile zu bieten als sie. Ich habe mir deshalb vorgenommen, durch Vereinfachungen aller Art gerade die Kahlbaumsche Pumpe jedem zugänglich zu machen. Einige der von mir hierbei vorgenommenen Änderungen dürften auch der ursprünglichen Kahlbaumschen Konstruktion zu statten kommen.

An Schliften, Hähnen, großen Glasgefäßen u. s. f. kann bei der Kahlbaumschen Pumpe ein Bedeutendes gespart werden. Bevor ich aber meine vereinfachte Pumpenkonstruktion auseinandersetze, möchte ich einige Einzelheiten beschreiben, welche für meine Pumpe von Bedeutung sind, welche aber auch in vielen anderen Fällen zur Verwendung kommen können.

1. Die Schliffe lassen sich durch zwei aneinander geschobene Glasröhren G_1 und G_2 (Fig. 1) ersetzen, die durch ein kurzes dünnwandiges Schlauchstück S aus gewöhnlichem ganz weichem, möglichst schwefelfreiem Gummi verbunden sind. Eine solche Verbindung ist indessen nur annähernd luftdicht. Sie genügt allenfalls für diejenigen Teile der Pumpe, die mit der Wasserstrahlpumpe leer gesaugt werden, weil die große Luftmengen absaugende Wasserstrahlpumpe die durch solche Undichtheit eintretende Luft rasch und leicht wieder entfernt. Man macht aber jene Verbindung vollkommen dicht durch einen Quecksilberverschluß.



Fig. 1.

Es werden nach der Vereinigung beider Röhren G_1 und G_2 dieselben neben dem Schlauchstück (mit Alkohol) gereinigt, die Verbindungsstelle wird mit einem um wenig weiteres Glasrohrstück G_3 umgeben, das vermittelst eines Pfropfens P auf dem unteren Glasrohr G_2 sitzt, und schließlich wird das so entstandene Umhüllungsgefäß mit reinem Quecksilber bis zur Höhe H gefüllt. Will man die Verbindung wieder aufheben, so senkt man das Umhüllungsgefäß auf der

1) G. W. A. Kahlbaum, Wied. Ann. 53. p. 199. 1894.

Röhre G_2 so weit, bis die Verbindungsstelle aus dem Quecksilber herausragt, in welcher Stellung die Röhren ohne Eindringen von Quecksilber in ihr Inneres gelöst werden können.¹⁾

2. Eine analoge Verbindung zweier Glasröhren zeigt Fig. 2. Hier sind zwei ungleich dickwandige Röhren aneinander gesetzt. Außerdem umgreift die obere Röhre die untere. Es hat diese Verbindung vor der zuerst genannten für die öfter zu evakuierenden Räume der Luftpumpe einen Vorteil, wenn man innerhalb des Schlauches S etwas Quecksilber gelangen läßt. In diesem Fall ist das Schlauchstück S beiderseits von Quecksilber umspült und es kann die Luft bei Atmosphärendruck in der Pumpe (nach dem Öffnen derselben) nicht jedesmal wieder die Poren des Schlauchstückes erfüllen, wodurch bei erneutem Auspumpen Zeit verloren geht. Den Pfropfen P wählt man zweckmäßig als gut passenden Korkstopfen ohne durchgehende Poren, durch die Quecksilber hindurch sickern könnte, oder man umgibt die Röhre mit einer Lage feinsten Postpapiers und setzt auf dieses erst den Gummistopfen, damit das Auf- und Abschieben des Gefäßes G_2 auf die Dauer leichter ermöglicht wird.

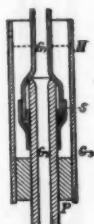


Fig. 2.

Die beschriebenen Gummischlauchverbindungen bleiben sehr lange völlig dicht, wenn die betreffenden Glasröhren zuerst nach Vorschrift gereinigt wurden, wenn reines Quecksilber zu den Verschlüssen genommen wird und wenn man die Quecksilberoberflächen, etwa durch aufgelegte Watte, vor stärkerem Verstauben schützt. Für kurz dauernde Versuche (in der Vorlesung) ist solch eine sorgfältige Reinigung kaum nötig. Jene Verbindungen sind zugleich sehr elastisch, mehr noch als die bekannten, zur Verbindung verschiedener Apparate benutzten Glasfedern, und sie vermindern daher die Gefahr des Zerspringens von komplizierteren Glasapparatzusammensetzungen.

1) In der gesenkten Stellung des Umhüllungsgefäßes wird die Rohrverbindung wieder undicht, welche Eigenschaft zum Einlassen von geringen Luftmengen benützt werden kann (eventuell bei Röntgenröhren).

3. Eine vollkommene Beweglichkeit der Rohrverbindungen erhält man, wenn man den zu evakuierenden Apparat mit Luftpumpenschlauch an die Pumpe ansetzt und diesen durch

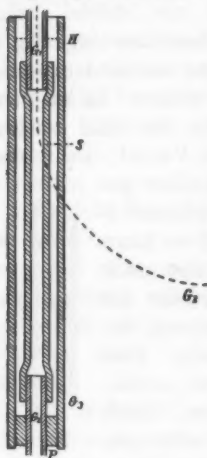


Fig. 3.

einen darüber geschobenen weiteren mit Quecksilber gefüllten Schlauch abdichtet, wie es nebenstehende Fig. 3 deutlich macht. Ein derartig mit der Luftpumpe verbundener Gegenstand kann ganz nach Wunsch in verschiedene Lagen gebracht, auch um die Schlauchmittellinie tordiert werden. Indessen gelangt man mit derartig langen Schlauchverbindungen begreiflicherweise nicht so schnell zu einem sehr hohen Vakuum, wie mit reinen Glasrohrverbindungen, weil die Luft aus den Poren jener Schläuche nur langsam in den evakuierten Raum hineindiffundiert.

4. Die Hähne können durch die bekannten Quecksilberbarometerverschlüsse ersetzt werden, oder durch Ventile, die ungefähr wie Bunsenventile wirken, und die sich jeder für ein paar Pfennige selber herstellen kann. Fig. 4 zeigt ein solches Ventil mit Quecksilberverschluß im Querschnitt. Ein oben konisch verschlossenes, an einer mittleren Stelle etwas eingezogenes Glaszäpfchen *Z* steckt leicht verschiebbar in dem unteren weiteren Glasrohr *G*, das am oberen Ende noch eine kleine Erweiterung trägt. Ein dünnwandiges, genügend weiches Gummiröhrchen hält jene beiden Teile so zusammen, wie es die Figur zeigt; auf dem Glaszäpfchen ist es mit einem dünnen Eisen-drähtchen *d* fest gemacht. Jenes Röhrchen erhält bei *O* ringsum verteilt etwa vier kleine runde Öffnungen, an einer Stelle, die dem eingezogenen Teil



Fig. 4.

des Glaszäpfchens *Z* zwar nahe, aber doch noch so weit von ihm entfernt liegt, daß diese Öffnungen vollständig auf dem zylindrischen Teile des Glaszäpfchens sich befinden. Ist nun im Innern des Glasrohres *G* der Druck größer als außerhalb des Röhrchens, so gleichen sich die Drucke unter Erweiterung

des Röhrchens durch die Öffnungen *O* aus. Ist der Druck umgekehrt innen kleiner als außen, so schließt das Röhrchen ab, und durch den nach oben geschobenen Quecksilberverschluß *G*, wird die Abdichtung eine vollständige.

5. Nur wenig schwieriger herstellbar ist der Fig. 5 gezeichnete, als Ventil wirkende Schliff ohne Fett und ohne Gummischlauch. Der Hauptkörper des Schliffes *SS* läuft oben in einen Schlauchansatz aus. In diesen paßt genau der innere Teil des Schliffes, der aus einem außen etwa 5 (oder mehr) Millimeter messenden, unten geschlossenen Röhrchen *r* besteht, welches aber nahe dem Schliff eine kleine seitliche Öffnung besitzt. Die Schlifffläche ist kurz, in der Höhe nur 4—5 mm lang, und das Einschleifen (das mit feinem Schmirgel oder Carborundum¹⁾ und Wasser unter fortwährendem Hin- und Herdrehen, zeitweisem Heben und entsprechender Veränderung der relativen Lage der einzuschleifenden Teile sehr leicht und rasch gelingt) wird nur so weit getrieben, daß der Schliff quecksilberdicht ist, wenn oben etwas Quecksilber eingegossen und unten mit der Wasserstrahlpumpe bis zur Wirkungsgrenze derselben gesaugt wird. Ohne Quecksilber ist das Ventil für Luft undicht. Es muß also, wenn dasselbe mit einem evakuierten Raum in Verbindung steht, immer etwas Quecksilber in das Röhrchen *r* eingegossen werden.



Fig. 5.

Mit dem Ventil Fig. 4 und dem Ventil Fig. 5 läßt sich ganz ähnlich arbeiten. Bei letzterem Ventil beispielsweise wird man oben einen Gummischlauch *G* von einiger Steifigkeit ansetzen, der noch *sehr* leicht über den Schliffkörper *r* sich schiebt, aber passend auf dem Schlauchansatz sitzt. Durch diesen Schlauch gelingt das Ansaugen von Luft *schnell*, entweder durch automatisches Heben des Röhrchens *r*, oder

1) Voss, Naxoschmirgelwerk in Deuben liefert Schmirgel und Carborundum.

indem man den Schlauch bei r zusammendrückt und hierauf das dadurch gefaßte Röhrchen etwas hebt¹⁾, was der elastische Schlauch leicht ermöglicht; *langsam* ansaugen, wie es für Quecksilberpumpen in der Regel sogar vorteilhafter ist, kann man ohne Heben von r . In den Saugschlauch eingeschaltet ist ein kurzes, horizontal zu haltendes Glasrohrstück²⁾ mit seitlich ausgeblasenem Bauch B , in den man eine kleine Menge reines Quecksilber bringt. Nachdem man das Ansaugen soweit als möglich getrieben hat, stellt man dieses Glasrohrstück aufrecht, das Quecksilber fällt durch Schlauch G und Röhrchen r auf den Schliff S herab und dichtet ihn ab. Soll Luft durch das Ventil eingelassen werden, so kann das Quecksilber oben durch das Röhrchen r hindurch zuerst abgesaugt werden. Bei Quecksilberpumpen ist es aber zweckmäßig, dieses Ventil durch einen besonderen Deckel D vor Staub zu schützen, in welchem Falle man unbedenklich das rein gebliebene Quecksilber durch ganz geringes, sorgfältiges Heben des Röhrchens r in die Pumpe hineinsickern lassen darf. Die dem Trockengefaß entnommene, durch den wieder aufgesetzten Schlauch G (Fig. 5) eintretende Luft (oder Gas) strömt *langsam* ein, wenn man nach dem Hindurchsickern des Quecksilbers das Röhrchen r wieder in den Schliff eindrückt, *schnell* dagegen, wenn man vermittelt des Schlauches G , wie oben erwähnt, das Röhrchen r im Schliff etwas hochhebt. Soll endlich durch das Ventil aus einem unter ihm befindlichen bereits luftverdünnten Raum nur Luft *nachgesaugt* werden, so läßt man noch einige Millimeter Quecksilber über dem Schliff stehen, drückt das Röhrchen r durch den Schlauch hindurch in den Schliff ein, und saugt bei geschlossenem Schliff an. Die dadurch erzielte Undichtheit des Schliffes erlaubt ein fortgesetztes Ansaugen nach Maßgabe des noch über dem Schliff stehenden Quecksilbersäulchens.

Das hier beschriebene Glasventil kann auch in beträchtlich größeren Dimensionen ausgeführt werden. Wird aber der Durchmesser des Schliffes einige Zentimeter groß, so wird man bei r diametral gegenüber zwei Löcher anordnen, durch die

1) Das Glaszäpfchen Z (Fig. 4) wird zum gleichen Zweck abwärts gedrückt.

2) Vgl. eine Abänderung in der Anmerkung p. 646.

ein kurzes Stängelchen gesteckt werden kann, zum Lösen des wegen starken Überdruckes etwa festsitzenden Ventils. Übrigens empfiehlt es sich, zu diesen Ventilen einen nicht übermäßig scharf zugespitzten Konus zu wählen.

6. Jene Ventile mögen zur Anwendung kommen, wenn man jedes Fett bei der Pumpe vermeiden muß. In den meisten Fällen wird aber ein gefetteter Hahn, solange sein Fett nicht mit dem Quecksilber in Berührung kommt, völlig genügen, und das Arbeiten ist wohl doch etwas bequemer mit dem Hahn als mit dem Ventil. Allerdings ist der käufliche Glashahn nicht immer vollkommen dicht zu bekommen. Indessen gestatten die Undichtheiten desselben, die nach einigermaßen ordentlichem Einfetten höchstens zurückbleiben können, nur ein Durchströmen von Luft in der Rohrrichtung, nicht längs der Schlifffläche direkt aus dem Außenraum ins Innere. Diese Undichtheit läßt sich aber sehr leicht beseitigen, wenn man den Hahn mit seiner Rohrrichtung



Fig. 6.

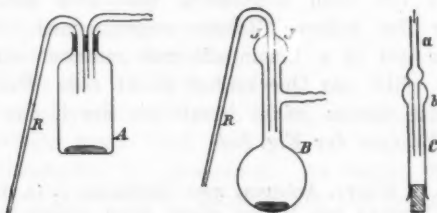


Fig. 7.

vertikal anordnet und in denselben oben etwas Quecksilber gießt (Fig. 6).

7. Quecksilber, das mit einer gefetteten Hahnfläche in Berührung kam, soll nicht mit dem Quecksilber der Pumpe vermischt werden. Man wird daher das Quecksilber über den Hähnen (und dasjenige der Quecksilberdichtungen Fig. 1, 2, 3, 4) durch eine in eine feinere Röhre *R* endigende Flasche *A* oder *B* (Fig. 7) hindurch bis zum letzten Rest absaugen, mittelst der Wasserstrahlpumpe oder mit dem Munde, wobei das Quecksilber im Innern der Flasche zu Boden fällt.

8. Eine Hauptschwierigkeit beim Glasblasen ist für den Ungeübten das „innere Ansetzen“ eines Glasrohres¹⁾, z. B. *JJ* (Fig. 7). Ich habe deshalb solche schwierigere Stellen bei meiner Pumpe möglichst zu vermeiden gesucht. In der Tat kommt man, wenn es sein muß, ganz ohne innen angesetzte (angeschmolzene) Glasröhren aus. Nur da, wo das Quecksilber

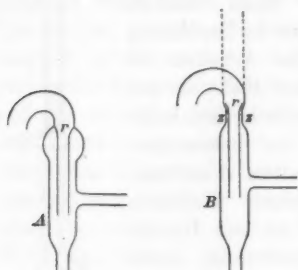
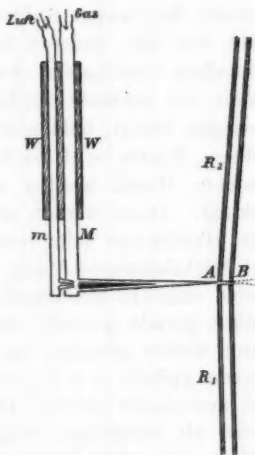


Fig. 8.

im Sprengelpumpenteil in das Fallrohr hineinfällt, ist ein solches inneres Ansetzen eines Röhrchens *r* besonders vorteilhaft (Fig. 8 *A*). Umgehen kann man auch dieses Ansetzen durch die Konstruktion der Fig. 8 *B*. Nachdem nämlich das äußere Rohr dieser Fig. 8 *B* fertig hergestellt ist, oben noch geradlinig, ohne Krümmung (wie punktiert), wird ein möglichst genau in den zylindrischen Teil *zz* passendes, oben etwas umgebördeltes Röhrchen *r* von oben eingeführt. Nun wird erst die obere Krümmung des äußeren Rohres vorgenommen. Wenn das Röhrchen *r* gut in *z* hineinpaßt und zentrisch zum äußeren Rohr sitzt, fällt das Quecksilber (nicht etwa Wasser) durch dasselbe fast ebenso leicht herab wie durch das innen angesetzte Röhrchen der Fig. 8 *A*.

1) Vgl. H. Ebert, Anleitung zum Glasblasen, p. 42. Leipzig 1887. Das innere Ansetzen von Röhren macht keine größere Schwierigkeit, wenn man zuerst zwei Röhren *a* und *b* etwa so vorbläst, wie es die Fig. 7 *C* zeigt. Nach gutem Vorwärmen der zu verschmelzenden Enden werden die beiden Röhren ineinander geschoben und nun wird unter bekanntem Drehen in der Flamme die zu verschmelzende Stelle erwärmt, bis beide Röhren ringsum festkleben. Unter abwechselndem, gleichmäßigem Erwärmen und nachherigem Ausblasen bringt man bald eine gute Verbindung zu stande, die auch solid ist, wenn man vorsichtig kühlt. Nicht vergessen darf man aber, das Ganze immer so zu drehen, daß die innere Röhre stets annähernd zentrisch zur äußeren bleibt, sonst verschmilzt jene einseitig mit dieser und das Produkt wird unhaltbar. Durch passendes Drehen während der letzten Abkühlung bringt man noch die innere, im weichen Zustande der Schmelzstelle stets abwärts fallende Röhre in die richtige genau zentrische Lage. Im Übrigen ist Übung die Hauptsache und das zweite Stück wird in der Regel besser gelingen als das erste.

9. Nicht leicht für den Ungeübten ist auch das gewöhnliche Aneinandersetzen besonders langer oder gebogener Röhren oder größerer Apparate. In der Regel wird man solche zusammenzusetzende Röhren festspannen und die Glasbläserlampe in passender Weise um dieselben herumbewegen. Sehr zweckmäßig erscheint mir hierfür eine kleine Handglasbläserlampe (Fig. 9), die ich in einer Fabrik kennen lernte. Mit ihr gelingt das Zusammensetzen gewöhnlicher dünner Biegeröhren so leicht und bequem, daß dieselbe „in keinem besseren physikalischen Kabinett mehr fehlen sollte“. Diese Handlampe besteht erstens aus einem weiteren Metallrohr *M* für Gas, das an einem Ende zwar verschlossen ist, aber gleich daneben diametral gegenüber zwei seitliche runde Löcher erhält, zweitens aus einem engeren Metallrohr *m* für Druckluft, das dem ersteren parallel geht und an seinem entsprechenden Ende eine Düse für die Luftausströmung besitzt, welche Düse in das eine seitliche runde Loch des Rohres *M* einmündet, wie gezeichnet. An beiden Rohren befinden sich Schlauchansätze. Beide Rohre sind fest zusammengebunden, und mit einem schlechten Wärmeleiter *W W* umgeben, z. B. in Holz gefaßt. Die Dimensionen dieser Handlampe entsprechen im übrigen der Zeichnung. Die Öffnung der Düse beträgt etwa 0,8 mm. Die Druckluft liefert ein (eventuell von einem Gehülfen zu tretender) Blasebalg oder man verwendet ein Wassertrommelgebläse, wie dieselben überall zu haben sind.¹⁾ Luft- und Gaszufuß reguliert man so lange, bis man eine gute ruhige, nicht zischende Stichflamme erhält. Als Handhabe der Lampe dient jener schlechte Wärmeleiter *W W*.

Fig. 9. $\frac{1}{8}$ nat. Größe.

1) In unserem Institut funktionieren sechs solcher Gebläse, die von C. Kramer, Glasbläser in Freiburg i. B., zum Preise von Mark 5,50 bezogen wurden.

Mit Leichtigkeit dreht man diese kleine Lampe in der Hand um die Röhren R_1, R_2 herum.

Die zu verbindenden Röhren werden entweder beide oder es wird doch eine von ihnen, etwa R_1 (Fig. 9) eingespannt, am besten vertikal, wenn es irgend möglich ist, weil dann das flüssig gewordene Glas gleichmäßiger fällt. Die andere Röhre R_2 kann etwas schräg unmittelbar darüber gehalten werden. Sodann werden die beiden Röhrenenden bald von der einen Seite A , bald von der anderen Seite B her erwärmt, anfangs unter lebhaftem (vertikalem) Auf- und Abbewegen der Handlampe, damit die heißeste Stichflamme die Röhren nicht zum Zerspringen bringt, bald aber ganz direkt durch die Stichflamme selber. Zuerst wird die Seite B rotglühend gemacht und durch leichten Druck werden die beiden Röhren hier aneinander geklebt. Dann werden unter gleichmäßigem Ringsumbewegen der Handlampe oder unter öfterem (diametralem) Wechseln der Stichflammenrichtung, z. B. zwischen A und B , die Röhrenenden ringsum gleichmäßig erwärmt. Zugleich wird die obere Röhre gerade gestellt, *leicht* auf die untere Röhre gedrückt, dann wieder geneigt, nach verschiedenen Richtungen, wieder gerade gestellt u. s. f., solange bis ringsum die Röhrenenden gut aneinander kleben. Drückt man bei diesen Vorgängen nur soviel als unbedingt nötig ist mit der oberen auf die untere Röhre, so erhält man ganz ohne Hineinblasen sehr gleichmäßige Zusammenschmelzstellen, die bei gewöhnlichen Biegeröhren bis zu etwa 5 mm im Lichten für ziemlich große Ansprüche genügend haltbar sind. Bei weiteren Röhren wird man allerdings in gewohnter Weise ausblasen, dann die Stelle kühlen, ähnlich wie oben für das Anwärmen angegeben wurde.

Übrigens können manche andere kleinere Arbeiten mit dieser Handlampe bequem ausgeführt werden, wie z. B. das Biegen dünnerer Röhren, das Ausziehen derselben u. s. f.

10. Nachfolgende Fig. 10 stellt nun meine Modifikation der Kahlbaumschen Pumpe dar, der besseren Übersichtlichkeit halber alle Teile derselben *nebeneinander* ausgebreitet.¹⁾

1) Die neben den Röhren stehenden Zahlen geben die lichten Weiten der betr. Röhren an, die aus der sonst in genauem Maßstab hergestellten Zeichnung nicht zu erkennen wären. Bei den Ventilen bedeuten die Zahlen die äußeren Durchmesser der inneren Röhren r und also zugleich die lichten Weiten der Ventilsitze (vgl. Fig. 5, p. 627) alle Maße in Millimetern. Abstand der Mittellinien von R_1 und G_2 nur 45 mm.

Auf einige für die Wirkungsweise unwesentliche Formänderungen, die die Pumpe auch durch einen im Glasblasen fast Ungeübten herstellbar erscheinen lassen, gehe ich später ein.

Aus dem mit der Trockenröhre T_1 versehenen Gefäß G_1 fließt das Quecksilber während des Betriebes der Pumpe durch den mit gut abgerundeter¹⁾ Schlauchschraubenklemme K verschließbaren Schlauch S_1 ²⁾ und durch ein Glassteigrohr R_1 in den Luftfang L , aus diesem durch das Fallrohr F der Sprengelpumpe in das untere Gefäß G_2 mit der Trockenröhre T_2 . Eine an die Trockenflasche T_3 angesetzte Wasserstrahlpumpe saugt beständig Luft durch das Steigrohr R_3 aus dem Gefäß G_2 an. Taucht dieses Steigrohr im Gefäß G_2 in Quecksilber ein, so wird dieses bis nahezu zur Barometerhöhe angesaugt. Nun tritt aber in das Steigrohr R_2 nicht nur Quecksilber, sondern durch eine sehr feine, in diesem Rohr befindliche Öffnung O auch Luft aus dem Gefäß G_2 ein. Nach dem Vorgang von Kahlbaum wird hier das Quecksilber mit Luft gemischt

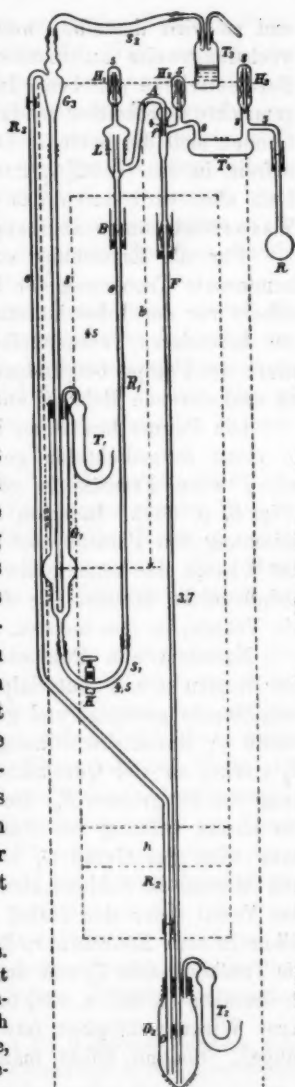


Fig. 10. $\frac{1}{10}$ nat. Größe.

41

- 1) Zur Schonung des Schlauches.
- 2) Der Schlauch ist beiderseits mit weichen Kupferdrähten auf den Schlauchansätzen der Glasröhren befestigt. Ich verwende Druckschlauch mit Einlage, lichte Weite 4,5 mm, Qualität RSb bezogen von Wachenfeld & Schwarzschild in Kassel.

und es wird dasselbe, weil Quecksilber- und Luftsäulen abwechselungsweise aufeinander folgen, viel weiter als bis zur Barometerhöhe gehoben. In solcher Weise wird das mit Luft gemischte Quecksilber in das Gefäß G_3 hinübergeworfen. Hier trennen sich die beiden. Das Quecksilber fällt, von der Luft befreit, in das Gefäß G_1 zurück, zu erneuter Verwendung, die Luft aber wird durch das Trockengefäß T_3 hindurch in die Wasserstrahlpumpe abgesaugt.

Für die Erreichung starker Vakua ist nicht nur vollkommenste Trocknung der Pumpe und des benutzten Quecksilbers vor der Inbetriebsetzung nötig, sondern es muß noch ein besonderes Trockengefäß T_4 mit wasserfreier Phosphorsäure der Pumpe beigegeben werden. Daran schließt sich das zu evakuierende Rohr R an.

Die Pumpe besitzt an ihren Gefäßen L und T_4 entweder je einen fettgedichteten gewöhnlichen Glashahn H_1 bez. H_2 oder, wenn Fettdämpfe vermieden werden sollen, Ventile (Fig. 5, p. 627). Indessen hat die als Hahnfett verwendbare Mischung von Paraffin und Vaselineöl, wie Röntgen gefunden hat¹⁾, kaum eine bemerkenswerte Fettdampfbildung im Gefolge, sodaß solche Hähne, die doch im Gebrauch bequemer sind als Ventile, in den meisten Fällen völlig genügen.

Nachdem alle Pumpenteile, auch die Gummischläuche, die Stopfen u. s. f. (mit Salpetersäure bez. Kalilauge) auf das sorgfältigste gereinigt und getrocknet sind, wird zuerst in das Gefäß G_2 durch die Öffnung, in der sonst das Trockengefäß T_2 steckt, so viel Quecksilber gegossen, daß die untere Öffnung des Steigrohres R_2 , die 10—12 mm höher stehen soll als die untere Öffnung des Fallrohres F , eben verschlossen ist; dann wird das Gefäß G_1 vollständig mit Quecksilber gefüllt und hierauf die Schlauchklemme K geschlossen. Man schließt das Ventil (oder den Hahn) H_3 durch Eingießen von Quecksilber in sein Röhrchen r , läßt die Wasserstrahlpumpe durch die Trockenflasche T_3 und durch das Ventil (Hahn) H_1 hindurch in der oben (p. 627 u. 628) beschriebenen Weise bis zur Grenze ihrer Wirkungsfähigkeit (etwa $1\frac{1}{2}$ cm Quecksilberdruck) ansaugen. Sodann öffnet man K langsam. Das Quecksilber

1) Vgl. W. C. Röntgen, Wied. Ann. 23. p. 23. 1884.

steigt in den Luftfang auf. Bevor es in das Fallrohr F bei A überzufließen beginnt, schließt man K . Wenn endlich der Luftfang L eben vollständig mit Quecksilber angefüllt ist, wird auch das Ventil H_1 durch Quecksilberaufgießen geschlossen und die Pumpe ist betriebsbereit. Setzt man den Saugschlauch S_2 noch auf das Gefäß G_2 , wie in der Fig. 10 eingezeichnet, und öffnet sodann die Schlauchklemme K , so beginnt ganz selbsttätig einerseits das Pumpen im Sprengelschen Fallrohr F , andererseits das Heben des beim Pumpen herabgefallenen Quecksilbers im Steigrohr R_2 .

Um die Pumpe abzustellen verschließt man zuerst die Schlauchklemme K , läßt das in G_2 angesammelte überschüssige Quecksilber noch möglichst nach G_3 hinübersaugen, zieht dann den Saugschlauch vom Trockengefäß $T_3^{1)}$ weg (in der Fig. 10 von der rechten Seite desselben) und sperrt zuletzt den Wasserzufluß zur Wasserstrahlpumpe ab.

Für das weitere Arbeiten mit der Pumpe geschieht das Lufteinlassen in dieselbe und das Vorpumpen mit der Wasserstrahlpumpe stets durch das Ventil (oder den Hahn) H_2 oder, wenn man noch ein Ventil an der Pumpe sparen will, durch das Ventil H_3 in der weiter oben (p. 628) ausführlich beschriebenen Weise.

Weil für jeden Ort, seiner Höhenlage entsprechend, der mittlere Barometerstand ein verschiedener ist, und weil überdies der Barometerstand veränderlich ist, wird das mittlere Quecksilberniveau in G_1 bald etwas höher, bald etwas tiefer sein. Dementsprechend wird die Höhe von der Mitte der Kugel des Gefäßes G_1 bis zu der Überfallstelle A des Sprengelpumpenteils gleich dem mittleren Barometerstand b des Ortes der Pumpenaufstellung gemacht.²⁾ Für ein möglichst günstiges Arbeiten der Pumpe muß die in ihr befindliche Quecksilbermenge eine bestimmte sein; sie wird nahezu der oben gegebenen Vorschrift der Füllung entsprechen. Ist etwas zu wenig Quecksilber in der Pumpe, so arbeitet dieselbe bei niedrigem Barometerstand nicht mehr. Quecksilberzugießen

1) Für das Trockengefäß T_2 genügt als trocknende Substanz konzentrierte rohe Schwefelsäure, für die Trockenröhren T_1 und T_2 verwendet man zweckmäßig Chlorealcium in etwa erbsengroßen Stücken.

2) Durch Höher- oder Tieferstellen des Gefäßes G_1 .

und Quecksilberabsaugen geschieht durch die Öffnungen, durch die die Trockenröhren T_1 und T_2 gesteckt sind, das Absaugen vermittelt einer Flasche Fig. 7 *A* oder *B*.

11. Viele von den Änderungen, die ich an der Kahlbaumpumpe vornahm, haben nur den Zweck, die Pumpe einfacher und leichter herstellbar zu machen. Andere Änderungen sind aber meiner Ansicht nach Verbesserungen, die aus Erfahrungen nach jahrelangem Arbeiten mit Kahlbaumpumpen hervorgegangen sind. Auf die letzteren Änderungen möchte ich hier etwas näher eingehen.

Das Steigrohr R_1 (Fig. 10) habe ich aus Glas angeordnet. Dasselbe ist, wegen der sonst vergrößerten Zerbrechlichkeit der Pumpe, in der Weise mit dem Luftfang L verbunden, wie es die Fig. 1 zeigt¹⁾. Kahlbaum sagt über dieses Steigrohr²⁾: „Es empfiehlt sich *nicht*, den Schlauch aus Sparsamkeitsrücksichten zum Teil durch ein Glasrohr zu ersetzen“. Da aber der Druck im Innern dieses Schlauches geringer ist als außen, wird Luft durch seine Poren eingesaugt; noch mehr Luft tritt ein, wenn derselbe nicht mehr ganz neu ist. Dieses Lufteindringen vermehrt in merklicher Weise den Luftgehalt der Luftfänger. Daher kann meine Pumpe, die ein solches Lufteindringen vollständig vermeidet, für gewöhnliche Anforderungen mit nur einem Luftfang L lange Zeit ausreichen.

Der Luftfang L trägt oben bei H_1 ein Ventil (oder einen Hahn) statt des entsprechenden Schliffes der Kahlbaumpumpe. Jene Vorrichtung hat vor dieser den Vorteil, daß auch *während des Betriebes der Pumpe* Luft aus dem Luftfang abgesaugt werden kann, wenn sich einmal zu viel derselben in ihm angesammelt hat.

Dem Röhrchen f , durch das das Quecksilber in das Sprengelsche Fallrohr hineinfällt, gab ich eine größere lichte Weite (4 mm), als z. B. auch diejenige Kahlbaumsche Pumpe sie besitzt, die durch unser Institut vor etwas mehr als $1\frac{1}{2}$ Jahren bezogen wurde³⁾, damit nämlich jenes Röhrchen während des Betriebes *nicht vollläuft*. Sonst bildet sich an der

1) Das verbindende Schlauchstück ist mit weichen Eisendrähten auf den betreffenden Schlauchansätzen zu befestigen.

2) l. c. p. 202.

3) Von C. Kramer in Freiburg i. B. zum Preise von Mark 255.

Stelle *A* eine Luftblase von mehr oder weniger großem Druck, die jedesmal nach dem Abstellen der Pumpe in den zu evakuierenden Raum expandiert.

Als Fallrohr kann man ein gewöhnliches Biegerohr von der lichten Weite 3,5—3,7 mm verwenden, wenn man nie zu den allerhöchsten Verdünnungen übergehen oder wenn man dieselben doch nicht durch lange andauerndes Pumpen aufrecht erhalten muß. Anderenfalls zerspringt dieses Rohr sehr bald da, wo das herabfallende Quecksilber gegen die Rohrwandungen schlägt, und es muß dasselbe durch ein neues ersetzt werden. Dieser Ersatz ist zwar ein sehr einfacher und in wenigen Minuten vollzogen, weil das Rohr mit dem oberen Pumpenkörper nur durch Gummischlauch mit Quecksilberdichtung (Fig. 2) verbunden ist. Weit haltbarer ist aber ein dickwandiges sorgfältig gekühltes Fallrohr, das gleichfalls durch einen Gummischlauch mit Quecksilberdichtung an den Pumpenkörper angesetzt wird, wie es ganz speziell in jener Figur angegeben ist. Zugleich ist in derselben angedeutet, wie das obere Ende des Fallrohres zweckmäßigerweise konisch ausgeschliffen werden kann (was indessen bei absolut zentrischem Ineinanderpassen der Röhren nicht notwendig wäre).

Das Steigrohr *R*₂ ist weit enger als das der Kahlbaum-pumpe. Es besteht aus einfachen Biegeröhren, die 6 mm lichte Weite haben und an den Einlaufstellen des Quecksilbers durch schwache Umbördelung etwas erweitert sind, zur Ermöglichung eines stoßfreien Hindurchfließens des Quecksilbers. Der unterste Teil des Steigrohres, soweit er im Innern des Gefäßes *G*₂ verläuft, hat die feine Öffnung *O*, durch welche die Luft einströmt. Diese Öffnung habe ich nicht rund, wie Kahlbaum, sondern möglichst länglich gewählt.¹⁾ Dadurch gewinnt man die Möglichkeit, die Größe dieser Öffnung zu regulieren. Am

1) Etwa 1,5—2 mm lang und 0,4—0,5 mm breit. Das Glasrohr wird, nachdem an einer erweiterten Stelle desselben eine kleine seitliche Öffnung erzeugt ist (durch Ausziehen einer zuvor glühend gemachten Stelle mit einem Glasfaden und nachheriges Abbrechen) in der Flamme auf größere Wandstärke gebracht. Ist dabei die Öffnung genügend klein geworden (etwa $\frac{3}{4}$ mm im Durchmesser), so zieht man das Glasrohr wieder auseinander und erhält dabei eine entsprechend in die Länge gezogene Öffnung. Die letztere kann auch mit einem dünnen Kupferscheibchen eingeschliffen werden.

einfachsten geschieht dies durch ein kurzes Gummischlauchstück bez. durch einen Gummiring, der unmittelbar über der Öffnung O auf dem Fallrohr F sich befindet, welcher Gummiring eine so große Wandstärke hat, daß er eben noch gegen das Steigrohr R_2 drückt. Dreht man nun das unterste Steigrohrstück so, daß die Öffnung O gegen das Fallrohr F gerichtet wird, und zieht man dieses Steigrohr mehr oder weniger in die Höhe, so wird jene Öffnung O mehr oder weniger verschlossen. Durch dieses Mittel gelingt es, die mit dem Quecksilber durch das Steigrohr R_2 angesaugte Luft so zu regulieren, daß unnötige Mengen derselben vermieden werden. Infolgedessen wird das Quecksilber nicht übermäßig mit Luft geschüttelt. Dasselbe reißt wahrscheinlich auch nicht soviel Luft in den Luftfang L und durch diesen hindurch in die Pumpe hinüber und demnach genügt ein Luftfang L für die Pumpe auch dann noch, wenn man sehr starke Luftverdünnungen erzielen will.

Das Gefäß G_3 zeigt gleichfalls einige nicht unwesentliche Abänderungen. Das gebogene Einlaufrohr, durch das das Quecksilber eintritt, ist an seinem angeschmolzenen Ende möglichst vertikal gerichtet. Infolgedessen schlägt das Quecksilber nicht mit so heftigem Schlag gegen die Wandung des Gefäßes G_3 , die seitlichen Erschütterungen der Pumpe sind geringer und der Gang der Pumpe ist ruhiger als bei der Kahlbaumpumpe. Das Hauptgefäß von G_3 ist birnförmig, nach unten verengt. Das Fallrohr desselben ist nur 8 mm weit, da diese Weite auszureichen scheint. Dieses Rohr ist unten nicht umgebogen, hat vielmehr dort eine seitliche Öffnung von etwa 5 mm Durchmesser, wie die Zeichnung erkennen läßt.¹⁾ Ein solches Rohr mit der seitlichen Öffnung genügt für meine Pumpe. Dasselbe läßt sich aber viel bequemer durch Pfropfenöffnungen hindurchstecken, als das von Kahlbaum angeordnete unten U-förmig gebogene Rohr. Selbstverständlich darf jenes Fallrohr nicht so tief in das Gefäß G_1 eingesenkt werden, daß es den Quecksilberabfluß aus diesem beeinträchtigt.

1) Nach dem Verschließen des Rohres erhitzt man eine kleine Stelle des Glases, nahe der Verschlusstelle, bläst rasch aus und läßt die Ränder der Öffnung in der Flamme wieder dick zusammenlaufen; hierdurch erhält man eine sehr brauchbare Öffnung.

Die Trockenröhren T_1 , T_2 mache ich einseitig, wie die Figur es zeigt. Denn die während des Gebrauches an den tiefsten Stellen sich ansammelnde Flüssigkeit kann nun sehr leicht ausgegossen und die zum Teil leer gewordene Röhre kann auch rasch mit frischem Trockenmaterial neu beschickt werden.

Die beiden ins Innere der Trockenflasche T_3 hineinragenden Glasröhren haben seitliche enge Öffnungen, analog wie G_3 unten, und zwar sind diese beiden Öffnungen einander entgegengesetzt angeordnet (Fig. 11). Oft wird nämlich aus Versehen zu rasch angesaugt, oder es tritt zu rasch Luft in die Pumpe ein¹⁾, durch die Trockenflasche hindurch.

Enthält letztere konzentrierte Schwefelsäure, so wird diese dabei zum mindesten gegen die Pfropfen geschleudert, wenn nicht mitgerissen; pulverförmige Trockenmittel werden aber sogar in die Pumpenleitungen hineingetrieben und sie können dadurch die Pumpenteile so sehr verunreinigen, daß ein Arbeiten mit der Pumpe nicht mehr möglich ist. Durch jene seitlichen engen Öffnungen wird aber ein seitliches und langsames Eintreten der Luft erzwungen und die erwähnten Übelstände sind praktisch ziemlich ausgeschlossen.

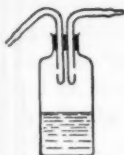


Fig. 11.

Das Trockengefäß T_4 trägt zum Nachfüllen oder zum Herausholen des verbrauchten Phosphorpentoxyds ein Glasventil H_3 , das auch durch einen einfach übergeworfenen Glashut mit Gummischlauchverbindung und Quecksilberdichtung nach Art der Fig. 2 (vgl. Fig. 13) ersetzt werden kann. Die auszupumpenden Röhren können in einfachster Weise nach Fig. 1, oder zweckmäßiger nach Fig. 2 mit Gummischlauch und Quecksilberverschluß angesetzt werden. Daher sind solche Röhren sehr rasch und leicht auszuwechseln, z. B. auch während einer Vorlesung. Hat man die Anordnung Fig. 2 gewählt und innen den Schlauch mit etwas Quecksilber bedeckt

1) Schädlicher wirkt das rasche Luftdurchstreichen durch das mit wasserfreier Phosphorsäure frisch gefüllte Trockengefäß T_4 , weil der feine Staub leicht in den Pumpenteil mitgerissen wird und das Fallrohr bis zur Wirkungslosigkeit der Pumpe beschmutzt. Pumpe und Quecksilber müssen in diesem Fall vollständig gereinigt werden.

(etwa durch Einstecken einer feinen Stricknadel zwischen Schlauch und Röhre bei gefülltem Quecksilberverschluß), so wird man den Verschlußschlauch *unten* öffnen, entweder mit einem Häkchen, oder durch Höherschieben desselben auf das obere weitere Rohrstück, bis das innen befindliche Quecksilber abläuft, damit dasselbe nicht in die zu evakuierende Röhre gelangt.

12. Wenn man dagegen *messende* Versuche anstellen will, ist das Anschmelzen der zu evakuierenden Röhren unter allen Umständen zweckmäßiger, und dieses Anschmelzen gelingt ja



Fig. 12.

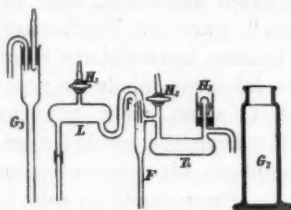


Fig. 13.

auch mit der oben beschriebenen Handlampe so ungemein leicht, daß jeder, auch der sonst des Glasblasens völlig Unkundige, nach einigen Versuchen es fertig bringt. Der im Glasblasen Geübtere wird auch das Fallrohr der Pumpe nicht mit Gummischlauch ansetzen, für jene Versuche, vielmehr wird er es gleichfalls anblasen. Freilich ist es etwas schwieriger, das dickwandige Fallrohr an die im übrigen dünnwandige Pumpenröhre anzusetzen. Man kann sich solches aber erleichtern, wenn man nach Fig. 12 ein Fallrohr vom Glasbläser bezieht, das etwas über Barometerlänge hat, oben aber ein gewöhnliches Biegerohr besitzt, und dieses vermag man nun leichter mit dem oberen Pumpenteil zu verschmelzen.

13. Die Pumpe läßt sich noch einfacher für die Herstellung gestalten, sodaß alle komplizierten Glasblasearbeiten vermieden werden. Obenstehende Fig. 13 stellt die Teile der Pumpe dar, die in solcher Hinsicht noch abgeändert werden können. Die Gefäße G_2 (Standglas) und G_3 sind wesentlich einfacher gehalten als diejenigen der Pumpe Fig. 10. Ebenso sind alle inneren Rohransätze vermieden. Dadurch bekam der

Luftfang *L* eine leichter herstellbare Form und der obere Teil der Sprengelpumpe erhielt statt des eingeschmolzenen ein lose eingesetztes Röhrchen *f*, wie ich dies p. 630 Fig. 8 schon beschrieben habe.

Meine Pumpe (Fig. 10) braucht weniger als 3 kg (nicht ganz 220 ccm) Quecksilber und sie könnte mit noch kleineren Gefäßen und mit noch weniger Quecksilber auskommen. Ihr Gestell ist entweder ein einfaches vertikales Brett mit versteiftem Fuß, oder ein ganz leichter Holzrahmen, wie er in der Figur ohne den versteifenden Fuß eingepunktirt ist. Der rechtseitige Pfosten des Gestelles trägt das im folgenden Abschnitt beschriebene Manometer. (Die Befestigungsstellen der Glasgefäße sind in der Fig. 10 (und 14) durch kurze punktierte, den betreffenden Glasgefäßen parallel laufende Striche angedeutet.) Dementsprechend ist die Pumpe leicht und sie kann bequem an einer hinten am Gestell vorgesehenen Handhabe *h* getragen werden.

Die erste Pumpe nach dem modifizierten Kahlbaumschen System machte ich mir vor etwa $1\frac{1}{2}$ Jahren und nach diesem Vorbild wurde auch von einem unserer Praktikanten eine solche Pumpe in allen ihren Teilen, die Glashähne ausgenommen, selber hergestellt. Weitere Pumpen sind vom Glasbläser ausgeführt worden, der die Arbeit doch wesentlich eleganter zu stande bringt. In unserem Institut sind bereits fünf solcher Pumpen in ständigem Betriebe und drei weitere sollen in nächster Zeit noch dem Betriebe übergeben werden. Seit fast $1\frac{1}{2}$ Jahren brauche ich die Pumpe ziemlich unausgesetzt, gegenwärtig auch in der Vorlesung zur Demonstration der Gasentladungen aller Art bei den verschiedensten Verdünnungsgraden. Auch zeigte ich die Pumpe im vergangenen Semester bei Gelegenheit eines mathematisch-physikalischen Ferienkurses zahlreichen Lehrern.

Die Wirkungsweise der Pumpe ist eine sehr gute, weshalb ich glaubte, meine Konstruktion veröffentlichen zu sollen. Kahlbaum setzt als Minimalleistung für seine Pumpe fest¹⁾: „500 cm³ des Mac Leodschen Volumometers zuzüglich des Lumens des Rohres mit Phosphorsäureanhydrid und der

1) G. W. A. Kahlbaum, l. c. p. 208.

sonstigen Nebenapparate müssen von der Wirkungsgrenze der Wasserpumpe an in 25 Min. mit dem Volumometer gemessen bis auf 0,002 mm Druck evakuiert werden“. Nun ist allerdings für die Wirkungsweise solcher Quecksilberpumpen die Wirkungsfähigkeit der Wasserstrahlpumpen selber von größter Bedeutung. Je rascher die Wasserstrahlpumpe das Quecksilber hebt, um so besser wirkt im allgemeinen auch die Quecksilberstrahlpumpe. Wir haben in München keinen besonders hohen Wasserdruck, in der Regel etwa 5 Atmosphären, und daher wirkt die von mir benutzte Wasserstrahlpumpe¹⁾ nicht übermäßig rasch und gut. Dennoch ergab eine der Kahlbaumschen analoge Untersuchung²⁾ einiger meiner Pumpen, bei welcher ich aber jeweils 600 ccm statt der obengenannten 500 ccm auszupumpen hatte, folgendes Resultat:

Pumpe Nr. 1 (von mir selber geblasen).

- | | | | | | |
|----|---------|------------|------------|--------|--------------|
| a) | 600 ccm | ausgepumpt | in 25 Min. | bis zu | 0,0018 mm Hg |
| b) | 600 | „ | „ 25 | „ | 0,0008 „ |
| c) | 600 | „ | „ 25 | „ | 0,003 „ |

Pumpe Nr. 2, über ein Jahr in Betrieb (Konstruktion der Fig. 10, aber alle Rohrverbindungen verblasen).

- | | | | | | |
|--|---------|------------|------------|--------|---------------|
| a) | 600 ccm | ausgepumpt | in 24 Min. | bis zu | 0,0015 mm Hg, |
| nach Verbesserung der Schläuche, die mit der Wasserstrahlpumpe verbunden und nicht völlig dicht waren: | | | | | |
| b) | 600 ccm | ausgepumpt | in 20 Min. | bis zu | 0,001 mm Hg. |

Pumpe Nr. 3, neu zusammengestellt und geprüft (Konstruktion der Fig. 13):

- | | | | | | |
|----|---------|------------|------------|--------|-------------|
| a) | 600 ccm | ausgepumpt | in 20 Min. | bis zu | 0,004 mm Hg |
| b) | 600 | „ | „ 20 | „ | 0,003 „ |
| c) | 600 | „ | „ 24 | „ | 0,0018 „ |

Die bei den aufeinander folgenden Versuchen a bis c zunehmende Wirkungsfähigkeit dieser Pumpe rührt zweifellos von dem zunehmenden Luftfreiwerden der hier mit den zu evakuierenden Räumen in Verbindung stehenden Schlauchverbindungen her. Übrigens hatten zur Zeit der Prüfung alle Pumpen Hähne bei H_1 und H_2 , keine Ventile.

1) Von C. Kramer in Freiburg i. B. zu Mark 1,50 bezogen.

2) Jedoch ohne Kahlbaums überaus wirksame „Abstimmung“ (vgl. G. W. A. Kahlbaum, Ann. d. Phys. 6, p. 593. 1901).

Pumpe Nr. 4, neu zusammengestellt und geprüft (Konstruktion der Fig. 10).

- | | | | | | |
|----|---------|------------|------------|--------|------------------|
| a) | 600 ccm | ausgepumpt | in 25 Min. | bis zu | 0,002 mm Hg |
| b) | 600 | " | " | 25 | " " " 0,001 " " |
| c) | 600 | " | " | 20 | " " " 0,0018 " " |

Pumpe Nr. 5 (mit zwei Gummischlauchverbindungen wie Fig. 2).

- | | | | | | |
|----|---------|------------|------------|--------|------------------|
| a) | 600 ccm | ausgepumpt | in 25 Min. | bis zu | 0,006 mm Hg |
| b) | 600 | " | " | 25 | " " " 0,003 " " |
| c) | 600 | " | " | 25 | " " " 0,0025 " " |

Pumpe Nr. 6 (wie Nr. 5 zusammengestellt).

- | | | | | | |
|----|---------|------------|------------|--------|------------------|
| a) | 600 ccm | ausgepumpt | in 20 Min. | bis zu | 0,002 mm Hg |
| b) | 600 | " | " | 20 | " " " 0,002 " " |
| c) | 600 | " | " | 20 | " " " 0,0018 " " |

Pumpe Nr. 7 (wie Nr. 5 zusammengestellt).

- | | | | | | |
|----|---------|------------|------------|--------|-----------------|
| a) | 600 ccm | ausgepumpt | in 25 Min. | bis zu | 0,0025 mm Hg |
| b) | 600 | " | " | 25 | " " " 0,004 " " |
| c) | 600 | " | " | 25 | " " " 0,004 " " |

Wie oben bemerkt, sind die Gummischlauchverbindungen der Pumpen Nr. 1, 3, 4, 5, 6, 7 für das rasche Auspumpen ungünstig. Werden sie ersetzt durch verblasene Glasverbindungen, wie sonst üblich, so kann der Wirkungsgrad der Pumpen nur günstiger werden.

14. Für die Druckmessung in den zu evakuierenden Räumen ist das Mac Leodsche Manometer sehr bequem. Ein solches Manometer (Fig. 14, aber ohne das Rohr *R'*) stellte ich mir gleichfalls selber her, als ich sehr geringe Luftdrucke messend verfolgen wollte (bei Versuchen über die Durchlässigkeit fester Körper für den Lichtäther, die im Jahre 1893 in Freiburg i. B. ausgeführt wurden). Die beiden zusammengehörigen Meßröhren *B* und *B'* (Fig 14) müssen aus derselben möglichst zylindrischen Glasröhre unmittelbar nebeneinander herausgeschnitten sein. Dasselbe Prinzip wendet man auf das viel engere Meßröhrchen *C* und das unmittelbar neben ihm aufsteigende Röhrchen *C'* an, welches ich als Abzweigung des Rohres *B'* oben und unten mit demselben verschmolzen habe, sodaß das Quecksilber bequem in dasselbe ein- und aus demselben austreten konnte.

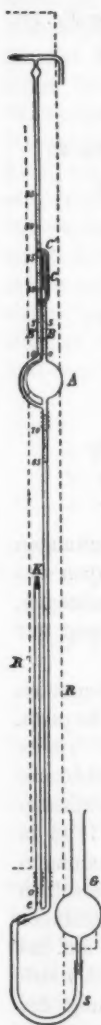


Fig. 14.
 $\frac{1}{10}$ nat. Größe.

Am unteren Ende des Manometers befindet sich der etwas schräg abwärts gerichtete Ansatz für den Schlauch *S* (Druckschlauch wie p. 633), der zu dem Gefäß *G* führt, durch dessen Heben und Senken die Messungen eingeleitet werden. Neben diesem Ansatzstück habe ich neuerdings, wie die Figur zeigt, ein zweites kürzeres Rohr *R'* wiederum von gleichem inneren Durchmesser wie das Rohr *R*, angeordnet, welches Rohr unten bei *e* stark verengt ist. Dies Rohr trägt bei *o* einige Teilstriche. Ebenso ist das Rohr *R* in der Nähe von 70 cm, jenen *o*-Strich als Nullpunkt angenommen, so weit als nötig geteilt. In das Gefäß *G* wird nun so viel Quecksilber als notwendig gegossen und das Gefäß wird in einer solchen Höhenlage unterstützt, daß nach Erreichung eines nahezu luftleeren Raumes der Quecksilbermaniskus im Rohr *R'* möglichst bei *o* steht. Demnach wird in dieser Stellung im Rohr *R* der augenblickliche absolute Druck sich ablesen lassen. Für annähernde Druckbestimmungen dient also der untere Teil des Manometers, für genauere der obere bez. der oberste Teil desselben.

Der stark verengte Teil *e* des Rohres *R'* verhütet beim Heben und Senken des Gefäßes *G* die zu plötzlichen Niveauänderungen des Quecksilbers, namentlich aber bei zu raschem Senken desselben das Eindringen von Luft in das Rohr *R* und in den evakuierten Raum. Das Rohr *R'* bietet den Vorteil, daß Luftblasen, die in irgend einer zufälligen Weise in den Schlauch *S* eingedrungen sind, in dieses Rohr gelangen müssen und darin unschädlich werden, statt daß sie sogleich in das Rohr *R* aufsteigen und nachteilige Wirkungen im Manometer hervorbringen. Das Rohr *R'* ist oben durch einen (etwas porösen) Kork *K* gegen Staub abgeschlossen, zugleich als Sicherung gegen jene zu raschen Niveauänderungen.

15. Mit einer solchen Quecksilberstrahlpumpe kann man beispielsweise die Lummersche Queck-

silberlampe ¹⁾, die in der Regel nicht in fertig evakuiertem und gefülltem Zustand verschickt wird, sehr bequem luftfrei machen. Man setzt sie durch die oben beschriebene Gummischlauchverbindung mit Quecksilberschluß (Fig. 3, p. 626) an die Pumpe an und hat es in der Hand, in möglichst evakuiertem Zustand die Lampe so weit hin- und herzubewegen und zu drehen, daß jeder Teil der inneren Oberfläche derselben einmal aus dem Quecksilber herausragt und also seine Luft an die Pumpe abgibt.

In analoger Weise könnte man Barometerrohren luftfrei machen und mit luftfreiem Quecksilber füllen. Noch etwas zweckmäßiger dürfte freilich das Verfahren sein, das Quecksilber direkt in das Barometerrohr hineinzudestillieren, wie ich es kürzlich getan habe (Fig. 15). Das Barometerrohr *B* wird bei *a* über ²⁾ ein mit der Pumpe direkt verbundenes Rohr *r*, welches an dieser Stelle eine entsprechende Erweiterung erhält, geschoben und mit Schlauchstück und Quecksilberdichtung so wie es in Fig. 1, p. 624 angegeben ist, abgedichtet. Seitlich an *r* angesetzt ist ein schiefgestelltes weiteres Rohr *R* mit Barometerverschluß *V*. Dieses Rohr, welches zum Teil mit Quecksilber gefüllt ist (Fig. 15), wird, nachdem man es möglichst evakuiert hat, durch einen Bunsenbrenner vorsichtig erhitzt. Ein Asbestdach *A* hält die Wärme zusammen. Das Queck-

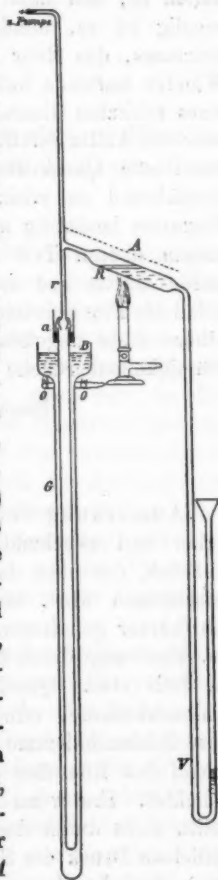


Fig. 15.

1) O. Lummer, Zeitschr. f. Instrumentenk. 21. p. 201. 1901.

2) Das herabfallende Quecksilber darf mit dem zur Dichtung verwendeten (möglichst schwefelfreien) Schlauchstück unter keinen Umständen zur Berührung kommen.

silber destilliert in das vertikale Rohr *r* hinüber, kondensiert sich hier, wenn dieses Rohr oben nicht zu kurz gehalten ist, und fällt in das zu füllende Rohr *B* hinab. Notwendig ist es, mindestens *vor* Einleitung des Destillationsprozesses, das Rohr *B* stark zu erwärmen, um alle an den Wänden haftende Luft auszutreiben. Es kann dies mittelst eines erhitzten Glasrohres *G* geschehen, das etwa mit Paraffin oder mit Anilin gefüllt ist. Zweckmäßiger ist es, das hinüberdestillierte Quecksilber wenigstens in seinen oberen Teilen fortwährend zu erhitzen, also das Barometer während des Prozesses beständig auszukochen, indem man das Rohr *G* in seinem oberen Teil durch einen Rundbrenner *O* andauernd mäßig erhitzt und dasselbe von Zeit zu Zeit höher schiebt, sodaß die Flüssigkeitsoberfläche des hinüberdestillierten Quecksilbers stets ungefähr gleich hoch steht wie die betreffende Flüssigkeitsoberfläche im äußeren Rohr.

(Eingegangen 12. Dezember 1902.)

Anmerkung bei der Korrektur (zu p. 628): Noch einfacher und zweckmäßiger setzt man ein gewöhnliches Glas-**┐**-Stück, das oben durch Schlauchstück und Schlauchklemme verschlossen wird, statt jenes Glasrohrstückes (Fig. 5, *B*) in den (kürzer gehaltenen und nicht gebogenen) Gummischlauch *G* ein. Man saugt durch das horizontale Ansatzstück des **┐**-Stückes an, füllt etwas Quecksilber in das Schlauchstück über der Schlauchklemme, öffnet dann nach genügendem Evakuieren diese Schlauchklemme vorsichtig, bis das Quecksilber herabfallend das Röhrchen *r* gefüllt hat und dadurch das Ventil abdichtet. Erst wenn das Quecksilber auf diesem Ventil stehen bleibt, nicht durch dasselbe hindurchsickert (was bei einseitig seitlichem Druck des Schlauches *G* auf das Röhrchen *r* möglich wäre), darf das Ansaugen unterbrochen werden.

**7. Über die Ausflußgeschwindigkeit einiger Metalle;
von N. Werigin, J. Lewkojeff und G. Tammann.**

H. Tresca¹⁾ zeigte, daß ein Teil der Metalle aus einer Öffnung in einem Stahlgefäße bei gewissen Drucken auszufließen beginne. W. Spring²⁾ wies nach, daß zwischen 300 bis 400° ein Teil der Metalle so plastisch wird, daß zwei Stücke ein und desselben Metalles oder verschiedener Metalle beim Aufeinanderlegen zusammenkleben, wenn nur die Berührungsflächen genügend glatt sind. Die Plastizität kristallisierter Stoffe suchte J. H. Poynting auf eine vorübergehende Schmelzung zurückzuführen, die er durch die Annahme der Existenz der sogenannten zweiten Schmelzkurven zu begründen suchte. Nachdem der eine³⁾ von uns bewiesen hat, daß diese zweiten Schmelzkurven nicht existieren, ist die Plastizität anisotroper Stoffe als eine denselben eigentümliche Eigenschaft aufzufassen.

Da die Plastizität der Metalle besondere Aufmerksamkeit beansprucht, so wurden die früheren messenden Versuche über die Ausflußgeschwindigkeit fester Stoffe auf einige Metalle ausgedehnt. Der Hebelapparat und das Meßverfahren sind früher in der Arbeit des einen von uns beschrieben. Um Wiederholungen zu vermeiden, verweisen wir auf diese Arbeit.³⁾

Zu den Messungen dienten zwei Druckstifte der Form *I'* (Fig. 2, l. c.) mit konischer Druckfläche; die Kegelbasis des Stiftes NO betrug 0,1444 qcm und sein Kegelwinkel 95°, die

1) H. Tresca, Memoires présentés à l'Acad. de l'Inst. de France 18. p. 738. 1868; 20. p. 75. 281 u. 617. 1872.

2) W. Spring, Zeitschr. f. phys. Chem. 15. p. 65. 1895.

3) G. Tammann, Ann. d. Phys. 7. p. 198. 1902.

Kegelbasis des Stiftes *N* 1 maß 0,1816 qcm und der Kegelwinkel 100°. Der Querschnitt der Bohrung des Stahlzylinders *A* (Fig. 2, l. c.) betrug wie früher 0,1988 qcm. Ferner mag daran erinnert werden, daß ein Teilstrich von 100 auf der Peripherie der Schraubenmutter *N* (Fig. 3, l. c.) einer Senkung des Druckstiftes um 0,004538 mm entspricht.

Der Druck, unter dem der Ausfluß vor sich ging, betrug immer 500 oder 1000 kg pro 1 qcm, nur beim Zink mußte der Druck, um ein Fließen zu veranlassen, bis auf 2000 kg gesteigert werden und beim Antimon sogar bis zu 3000 kg, um zwischen 200—250° die ersten Anfänge des Fließens hervorzubringen.

Da die Ausflußgeschwindigkeit fester Stoffe in hohem Maße von der Temperatur abhängt, so mußte besonders für die Sicherheit der Temperaturangaben Sorge getragen werden. Zu diesem Zweck tauchte der Stahlzylinder *A* mit dem zu untersuchenden Metalle tief in ein Bad mit 20 Liter Rizinusöl, und der Raum zwischen Zylinderwand und Druckstab *E* (Fig. 4, l. c.) war mit demselben Öl gefüllt. War die Rührvorrichtung im Gange, so konnten bis 100° keine Temperaturschwankungen im Bade bemerkt werden, von 100—180° stiegen dieselben während der Beobachtungszeit von 15 Min. auf höchstens 0,5° und bei höheren Temperaturen bis zu 1°.

Bei 242° war die Temperatur des Bades um 1° höher als die Temperatur des ausfließenden Metalles, was aus folgendem Versuche sich ergibt. Steigerte man, während sich unter dem Druckstift Zinn befand, langsam die Temperatur des Bades, so trat der Hebelsturz, verursacht durch die Schmelzung des Zinns, unter dem Druck von 500 kg pro 1 qcm bei 242° ein, während sich der Schmelzpunkt desselben Zinns thermometrisch zu 241° ergab. Eine diesem Umstande entsprechende Verbesserung an den direkt beobachteten Temperaturen wurde nicht angebracht, weil sich diese Differenz jedenfalls bedeutend verkleinert, wenn man die Temperatur des Bades 15 Min. konstant erhält, was vor dem Beginn der Messungen eingehalten wurde. Die direkt abgelesenen Temperaturen wurden auf die Skala der Physikalischen Reichsanstalt reduziert.

Die Metalle flossen in Form von haltbaren Röhren aus. Die Messungen der Ausflußgeschwindigkeiten wurden nur so

lange fortgesetzt, bis die Röhre die obere Verdickung des Druckstiftes *F* (Fig. 2, l. c.) erreichte. Trat diese Berührung ein, so verlangsamte sich der Ausfluß außerordentlich. Die Röhren mit dem nicht ausgeflossenen Metallzylinder konnten nach Öffnen der Verschlußschraube des Stahlzylinders durch einen leichten Schlag auf den Druckstab aus dem Stahlzylinder entfernt werden, nur die Wismutröhren zerbrachen immer. Vor Beginn der Messungen mußte natürlich dafür gesorgt werden, daß der ganze Raum im Stahlzylinder unterhalb des Druckstiftes von dem Metall erfüllt war.

Über die chemische Zusammensetzung der untersuchten Metalle ist zu bemerken, daß im Zink und Blei keine fremden Metalle gefunden werden konnten. Das Wismut und Thallium enthielten Spuren von Blei und Eisen, das Kadmium Spuren von Eisen und das Zinn Spuren von Metallen der IV. analytischen Gruppe.

Die Plastizität der Metalle ist bei ein und derselben Temperatur außerordentlich verschieden, sodaß man auch für die untersuchten Metalle, die in dieser Beziehung einander etwas näher stehen, keine Tabelle entwerfen kann, welche für eine Temperatur, einen Druck und eine bestimmte Ausflußöffnung die Ausflußgeschwindigkeiten der Metalle enthielt. Beispielsweise entnimmt man den Tabellen, daß bei $182,8^{\circ}$ und dem Druck von 500 kg pro 1 qcm aus der ringförmigen Öffnung, welche der Druckstift *N0* mit der Wand des Stahlzylinders bildet, die Volumen-Ausflußgeschwindigkeiten für Thallium, Zinn und Wismut sich wie die Zahlen 265 : 198 : 4,5 verhalten.

Trotzdem es nicht möglich ist, für eine bestimmte Temperatur Zahlenwerte der Plastizität der Metalle anzugeben, so kann man doch auf Grundlage unserer Versuche eine Reihenfolge der Ausflußgeschwindigkeiten oder der diesen proportionalen Plastizitäten aufstellen. Diese Reihenfolge ist:

K. Na. Pb. Tl. Sn. Bi. Cd. Zn. Sb.

Von links nach rechts nimmt in dieser Reihe bei gleicher Temperatur und gleichem Druck die Ausflußgeschwindigkeit und die Plastizität ab, und die innere Reibung zu.

Nach dem Dehnungsmodul geordnet, hat man die Reihenfolge Zn. Sn. Pb, in welcher der Dehnungsmodul kg/mm abnimmt. Ob bei Berücksichtigung der fehlenden Zwischenglieder der Parallelismus bei beiden Reihen erhalten bleibt, muß dahingestellt bleiben.

Bemerkenswert ist, daß ein nicht duktils sprödes Metall wie Wismut sich betreffs seiner Ausflußgeschwindigkeiten zwischen zwei duktile wie Sn und Cd einordnet.

Von Interesse sind noch die beim Zinn bei 200° und bei Thallium bei 180° deutlich auftretenden Abnormitäten in der Temperaturabhängigkeit der Ausflußgeschwindigkeiten. Beim Zinn fällt bei jener Temperatur plötzlich die Ausflußgeschwindigkeit und beim Thallium wächst dieselbe plötzlich. Der Grund hierfür kann nur in der Bildung einer neuen Kristallart, also im Auftreten eines Umwandlungspunktes gesucht werden. Vom Zinn ist bekannt, daß es bei 200° spröde, pulverisierbar wird. Genauer sind diese Umwandlungspunkte bisher nicht untersucht worden.

Das Hauptresultat dieser Arbeit ist folgendes: *Ein Temperaturzuwachs von 10° bedingt in der Regel bei gleichen Drucken und gleichen Ausflußöffnungen einen Zuwachs der Ausflußgeschwindigkeit um nahezu des Doppelten der Ausflußgeschwindigkeit.* Es verdient Beachtung, daß derselben Regel gewöhnlich die Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeit chemischer Reaktionen folgt.

In den folgenden Tabellen findet man neben den Temperaturen die Mittelwerte der Ausflußgeschwindigkeiten in Skalenteilen der Schraubenperipherie *N* (Fig. 3, l. c.), durch Multiplikation dieser Senkungen des Druckstiftes *F* (Fig. 2, l. c.) mit einem Faktor, der sich nach obigen Angaben für jeden Druckstift ergibt, kann man leicht erfahren, wieviel Kubikmillimeter pro Minute ausflossen. Zur Beurteilung der Fehler und des Umstandes, wie weit es gelungen war, stationäre Ausflußgeschwindigkeiten zu erzielen, folgt eine Versuchsreihe mit derselben Füllung des Apparates, beispielsweise ein Versuch über den Auffluss des Zinns. Für alle anderen Versuche sind nur die Mittelwerte aus drei Einzelbeobachtungen mit dem Mittel der Abweichungen der Einzelbeobachtungen vom Mittel angeführt.

Zinn.

Druck 1000 kg pro 1 qcm. Druckstift N 0.

Temp.	Skalenteile pro Minute			Mittel
10,0°	0,2	0,2	0,2	$0,2 \pm 0,0$
20,0	0,4	0,4	0,5	$0,4 \pm 0,0$
32,0	0,7	1,0	0,9	$0,9 \pm 0,1$
41,8	1,6	1,5	1,7	$1,6 \pm 0,1$
51,2	4,0	3,8	3,6	$3,8 \pm 0,1$
60,5	8,8	7,7	7,7	$7,9 \pm 0,3$
70,4	14,3	13,2	14,9	$14,1 \pm 0,6$
83,2	32,0	33,6	31,8	$32,5 \pm 0,8$
90,6	59,7	55,5	54,3	$56,5 \pm 2,1$
100,8	107,6	89,2	96,0	$97,6 \pm 6,6$
110,5	206	178	201	$195,0 \pm 11,8$
120,6	—	362	—	362
131,4	—	584	—	584

Kalium.

Druck 260 kg pro 1 qcm.

Der Durchmesser der ebenen, kreisförmigen Stirnfläche des Druckstiftes betrug $4,85 \pm 0,01$ mm, die Ebene der Druckfläche maß also $0,1847$ qcm.

Temp.	Skalenteile pro Minute
	Mittel
- 21,7°	$93 \pm 19,0$
- 9,5	$245 \pm 23,3$

Natrium.

Druck 260 kg pro 1 qcm.

Der Durchmesser der ebenen, kreisförmigen Stirnfläche des Druckstiftes betrug $4,85 \pm 0,01$ mm, die Ebene der Druckfläche maß also $0,1847$ qcm.

Temp.	Skalenteile pro Minute
	Mittel
- 21,7°	$7,6 \pm 0,5$
- 15,5	$10,4 \pm 0,9$
- 10,3	$15,6 \pm 0,5$
- 5,0	$33,7 \pm 2,2$
0,0	$63,0 \pm 3,0$

Blei.

Druck 1000 kg pro 1 qcm.				Druck 500 kg pro 1 qcm.			
Druckstift N0.		Druckstift N1.		Druckstift N0.		Druckstift N1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
-21,7°	6,1 ± 0,5	0,5°	0,8 ± 0,1	60,5°	0,3 ± 0,1	161,8°	1,3 ± 0,2
-10,0	9,2 ± 0,5	10,4	1,2 ± 0,2	70,3	1,0 ± 0,0	172,4	3,2 ± 0,2
0,0	19,8 ± 2,4	20,5	2,3 ± 0,3	79,4	3,1 ± 0,1	182,8	13,3 ± 0,8
10,5	79 ± 7,0	30,4	4,7 ± 0,8	89,6	8,7 ± 0,3	192,5	49 ± 2,3
20,3	197 ± 11,0	40,0	10,6 ± 0,7	99,3	16,7 ± 0,1	203,3	119 ± 9,0
30,5	382 ± 3,0	50,7	22,9 ± 0,9	109,5	40,0 ± 0,0		
		60,3	42,4 ± 0,4	120,4	106 ± 5,7		
		70,0	84,3 ± 6,3	130,7	175 ± 6,3		
		79,3	157,5 ± 12,3	140,3	574 ± 34,3		
		89,6	211,5 ± 9,5				

Thallium.

Druck 1000 kg pro 1 qcm.				Druck 500 kg pro 1 qcm.			
Druckstift N0.		Druckstift N1.		Druckstift N0.		Druckstift N1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
30,0°	3,8 ± 0,1	109,5°	20,3 ± 2,2	100,3°	0,6 ± 0,0	151,1°	2,2 ± 0,1
40,0	6,2 ± 0,6	119,6	37,1 ± 3,6	110,5	1,5 ± 0,2	162,8	4,4 ± 0,4
50,0	9,7 ± 0,3	130,4	77,0 ± 8,2	121,1	2,9 ± 0,2	173,4	14,5 ± 0,1
59,9	17,2 ± 0,6	140,7	149,6 ± 11,2	130,9	4,6 ± 0,1	183,8	101 ± 3,0
69,8	32,9 ± 1,1	151,1	326,4	141,7	8,5 ± 0,8	192,5	224 ± 13,3
79,7	88,5 ± 2,1			151,1	16,5 ± 0,4		
89,6	189			162,8	23 ± 1,0		
99,3	490			172,9	54 ± 2,7		
				182,8	265 ± 25,0		

Zinn.

Druck 1000 kg pro 1 qcm.

Druckstift N 0.		Druckstift N 1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
10,0°	0,2 ± 0,0	99,3°	4,7 ± 0,1
20,0	0,4 ± 0,0	109,5	7,7 ± 0,4
32,0	9,9 ± 0,1	119,6	15,9 ± 0,4
41,8	1,6 ± 0,1	130,4	25,7 ± 0,7
51,2	3,8 ± 0,1	140,7	48,2 ± 3,8
60,5	7,9 ± 0,3	151,1	64,2 ± 6,0
70,4	14,1 ± 0,6	161,8	184,8 ± 6,8
83,2	32,5 ± 0,8	172,4	395,4 ± 10,8
90,6	56,5 ± 2,1		
100,3	97,6 ± 6,6		
110,5	195,0 ± 11,3		
120,6	362		
131,4	584		

Druck 500 kg pro 1 qcm.

Druckstift N 0.		Druckstift N 1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
110,5°	1,6 ± 0,2	162,8°	0,6 ± 0,3
119,6	2,2 ± 0,1	173,4	1,7 ± 0,3
131,4	6,3 ± 0,1	183,8	3,9 ± 0,0
141,2	16,3 ± 0,8	193,5	8,2 ± 0,1
152,1	35,7 ± 0,7	203,3	12,1 ± 2,1
162,8	50,6 ± 0,2	204,3	3,2 ± 0,3
172,4	101,6 ± 3,9	214,3	4,1 ± 0,5
182,8	198,0 ± 6,0	224,6	10,5 ± 0,4
192,5	410,0	235,7	112,3
203,3	492,0		

Wismut.

Druck 1000 kg pro 1 qcm.

Druckstift N 0.		Druckstift N 1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
96,4°	1,8 ± 0,0	151,1°	1,6 ± 0,1
110,8	4,1 ± 0,1	161,8	3,4 ± 0,4
120,1	9,8 ± 0,6	172,4	6,8 ± 0,6
130,9	21,4 ± 1,3	182,8	12,6 ± 0,6
141,5	56,4 ± 1,6	192,5	23,4 ± 0,2
151,1	114 ± 9,0	203,8	37,8 ± 3,0
161,8	225 ± 27,0	214,3	57 ± 3,0
172,4	456	224,5	123 ± 3,0
182,8	648	234,7	276 ± 24,0

Druck 500 kg pro 1 qcm.

Druckstift N 0.		Druckstift N 1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
162,8°	1,3 ± 0,1	214,3°	0,8 ± 0,5
173,4	2,7 ± 0,3	224,5	1,4 ± 0,2
183,8	5,0 ± 0,0	234,7	1,2 ± 0,0
193,5	8,3 ± 0,3	245,0	2,9 ± 0,2
204,3	10,8 ± 0,4	255	5,1 ± 0,3
215,3	24,7 ± 0,7	260	7,7 ± 0,9
225,6	41,4 ± 3,8	266	13,9 ± 1,6
234,7	58,8 ± 1,3	271	48,4
245,0	93 ± 3,0		
255,0	156 ± 12,0		

Kadmium.

Druck 1000 kg pro 1 qcm.

Druckstift N 0.		Druckstift N 1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
100,3°	0,4 ± 0,0	140,7°	0,7 ± 0,2
110,0	1,7 ± 0,0	151,1	1,7 ± 0,3
120,1	2,1 ± 0,1	161,8	3,3 ± 0,3
131,4	3,6 ± 0,0	172,4	5,6 ± 0,4
141,2	6,4 ± 0,3	182,8	7,4 ± 0,7
151,6	14,2 ± 0,5	192,5	17,2 ± 1,1
162,8	24,9 ± 0,7	203,3	33,3 ± 1,7
172,4	56,7 ± 2,5	214,3	59,6 ± 2,9
183,3	112 ± 4,5	224,6	120
193,5	202,8	234,7	215
203,3	426,6	244,6	420
		254,5	660

Zink.Druck 500 kg
pro 1 qcm.Druck 2000 kg
pro 1 qcm.

Druckstift N 0.		Druckstift N 1.	
Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel	Temp.	Skalenteile pro Minute Mittel
172,4°	0,9 ± 0,2	151,1°	3,8 ± 0,1
182,8	2,0 ± 0,1	161,8	6,1 ± 0,2
192,5	2,8 ± 0,2	172,4	9,5 ± 1,0
203,3	4,9 ± 0,2	182,8	12,1 ± 0,3
214,3	9,7 ± 1,4	192,5	17,0 ± 1,3
224,6	25,7 ± 2,0	203,3	24,3 ± 0,2
235,2	72,5 ± 2,9	214,3	40 ± 0,6
244,3	155,7 ± 12,3	224,5	66 ± 5,3
		235	160 ± 13,3
		245	370 ± 20,0

Dorpat, im Dezember 1902.

(Eingegangen 24. Dezember 1902.)

8. Über das Bunsenflammenspektrum des Radium; von C. Runge und J. Precht.

Hr. F. Giesel hat kürzlich gefunden, daß sehr geringe Mengen einigermassen reinen Radiumbromids die Bunsenflamme charakteristisch färben.¹⁾ Er beschreibt das Spektrum als im wesentlichen bestehend aus zwei roten Bändern und einer hellen blauen Linie. Im Violett sah er noch weitere minder hervortretende Linien.

Auf Ersuchen von Hrn. Giesel haben wir das Spektrum näher untersucht, wozu er uns 13 Milligramm des von ihm hergestellten Radiumbromids zur Verfügung zu stellen die Güte hatte. Um die Perle zu bilden wurde ebenso verfahren, wie der Eine von uns es bereits in einer Arbeit über das Funkenspektrum des Radium beschrieben hat.²⁾ Durch einen zu einer kleinen Schlinge gebogenen Platindraht schickten wir einen elektrischen Strom, der den Draht zum Glühen brachte. Berührt man mit dem glühenden Draht ein Körnchen des Salzes, so klebt es alsbald daran fest, schmilzt und zieht sich dabei zu einem Tröpfchen zusammen. Unterbricht man den Strom, so erstarrt der Tropfen und beginnt lebhaft zu phosphoreszieren. Erneutes Glühen des Drahtes löscht das Phosphoreszieren sogleich aus, das aber beim Erkalten wieder einsetzt.³⁾

Die Perle brachten wir in den heißesten Teil der Bunsenflamme, die vor dem Spalt eines Gitterspektroskopes aufgestellt war. Das Gitter war ein Rowlandsches Konkavgitter von einem Meter Krümmungsradius, dessen Aufstellung der Eine von uns schon beschrieben hat.⁴⁾ Wird die Drahtschlinge gleichzeitig elektrisch geglüht, so ist das Spektrum intensiver; aber es wird die Substanz schneller verbraucht.

1) F. Giesel, Physikal. Zeitschr. 3. p. 578. 1901/2; Ber. d. deutsch. chem. Gesellsch. 35. p. 3608. 1902.

2) C. Runge, Ann. d. Phys. 2. p. 744. 1900.

3) Diese Erscheinung ist schon von Hrn. Giesel beschrieben worden.

4) C. Runge, Wied. Ann. 61. p. 644. 1897.

Die Wellenlängen wurden an einer Papierskala abgelesen. Für eine photographische Aufnahme reicht das Licht nicht aus, wenn man nur über geringe Mengen des Salzes verfügt.

Wenn die Perle zuerst in die Flamme gebracht wird, so leuchten auch die schwächeren Linien deutlich auf, blassen aber schnell ab, sodaß man sich beeilen muß, die Wellenlängen zu bestimmen, ehe sie verschwinden. Die blaue Linie 4826 bleibt am längsten deutlich. Sie scheint denselben Charakter zu haben wie die Baryumlinie 5536, die Strontiumlinie 4607 und die Calciumlinie 4226, die auch in der Bunsenflamme besonders hervortreten.

In der folgenden Tabelle ist alles verzeichnet, was wir gesehen haben. Wir vermuten, daß außer der Baryumlinie 5536 und den beiden Natriumlinien alle beobachteten Linien wirklich vom Radium herrühren. Die deutlich und wiederholt wahrgenommenen Linien sind wohl bis auf ein oder zwei Einheiten der vierten Stelle genau bestimmt. Bei den nur einmal wahrgenommenen Linien mag der Fehler mehrere Einheiten der vierten Stelle betragen können. Die Bänder sind nicht bestimmt begrenzt. Wenn man reichlich Salz in die Flamme einführt, so wird man sie wohl noch erheblich breiter sehen, als wir sie beobachtet haben. Es ist wohl möglich, daß die Bänder dem Verbindungsspektrum von Radium und Brom angehören. Man würde etwas Näheres darüber aussagen können, wenn man gleich reines Radiumchlorid in die Bunsenflamme brächte.

Wellenlänge	Bemerkungen
4405	Schwach, unscharf
4500	Schwach, unscharf, nur einmal beobachtet
4592	Unscharf
4680	Schwach, nur einmal beobachtet, vielleicht identisch mit der starken Linie 4682,3 des Funkenspektrums
4718	
4750	
4826	Starke, scharfe Linie, wahrscheinlich identisch mit der Linie 4826,1 des Funkenspektrums, wie schon Giesel vermutet hat
5090—5130	Schwaches Band, nur einmal beobachtet

Wellenlänge	Bemerkungen
5210	Nur einmal beobachtet
5360	Nur einmal beobachtet
5535	Verunreinigung Baryum 5535,7
5655	Nur einmal beobachtet
5685	Nur einmal beobachtet
5890	Verunreinigung Natrium
5896	Verunreinigung Natrium
5900—6050	Schwaches Band
6130—6330	Starkes Band
6210	<div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> Nur einmal beobachtet Nur einmal beobachtet Nur einmal beobachtet Nur einmal beobachtet Nur einmal beobachtet </div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle; font-size: 3em; margin: 0 10px;">}</div> <div style="display: inline-block; vertical-align: middle;"> Diese Linien heben sich in dem roten Band hervor </div>
6216	
6228	
6247	
6250	
6260	
6269	Kräftig
6285	
6329	
6349	Kräftig
6530—6700	Starkes Band
6653	Kräftig, das rote Band hat in der Umgebung der Linie ein Intensitätsminimum
6861	Unsicher, nur einmal beobachtet

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

**9. Notiz zur magnetischen Doppelbrechung;
von August Schmauss.**

Auf Veranlassung von Hrn. Röntgen wiederholte ich die Versuche des Hrn. Majorana über magnetische Doppelbrechung.¹⁾ Dabei fand ich eine Erscheinung, die zwar keine neue Tatsache darstellt, jedoch wegen der einfachen Demonstration der magnetischen Doppelbrechung, die sie gestattet, kurz beschrieben werden möge.

Zwischen den Kegelstutzpolen eines großen Elektromagneten — maximale Feldstärke bei einem Polabstand von 1,5 cm ca. 10000 C.G.S.-Einh. — befindet sich ein kleiner Glastrog (Länge 3,5 cm, Breite 1 cm), gefüllt mit einer ziemlich konzentrierten Lösung von käuflichen „Bravais'schen Eisen“, das, wie Hr. Majorana gezeigt hat, besonders „aktiv“ ist. Den Glastrog durchsetzt seiner Längsrichtung nach, senkrecht zu den Kraftlinien, ein paralleles, geradlinig polarisiertes Lichtbündel, dessen Polarisationssebene mit den Kraftlinien einen Winkel von 45° einschließt.

Blickt man auf die Lösung, *ehe* das Magnetfeld erregt ist, so zeigt dieselbe das bekannte Licht eines „*trüben Mediums*“. Ist das Magnetfeld erregt, dann sieht man in einer Richtung senkrecht zu den Lichtstrahlen und unter 45° gegen die Kraftlinien geneigt in der Flüssigkeit eine Anzahl zur Vorderwand des Troges paralleler, dunkler Streifen, die von farbigen Säumen begrenzt sind. Zwischen denselben leuchtet die Flüssigkeit hellgelb.

Die Veränderung der Intensität des Magnetfeldes läßt die Streifen wandern: Mit steigender Intensität desselben rücken die Streifen näher an die vordere Wand des Troges, neue Streifen treten von der abgewandten Seite in die Flüssigkeit ein, sodaß ihr gegenseitiger Abstand entsprechend verringert

1) Qu. Majorana, Rendiconti della Reale Accademia dei Lincei 11. 1° sem. p. 374, 463, 531; 2° sem. p. 90, 139. 1902; Physik. Zeitschr. 4. p. 145. 1902.

wird. Wird das Magnetfeld geschwächt, dann treten die Streifen auf derselben Seite aus der Flüssigkeit aus, auf der sie eingetreten waren, ihr gegenseitiger Abstand vergrößert sich.

Die Aufklärung über diese Erscheinung bringt einmal die bekannte Tatsache¹⁾, daß die Intensität des von sogenannten „trüben Medien“ senkrecht zum durchgehenden Strahle diffus reflektierten Lichtes abhängt von der Lage der Polarisations-ebene des eintretenden Strahles zur jeweiligen Beobachtungsrichtung, und dann die von Hrn. Majorana gefundene Doppelbrechung in den erwähnten Eisenlösungen.

Es trete *homogenes*, linearpolarisiertes Licht, unter 45° gegen die Kraftlinien schwingend, in die Lösung ein. Blicken wir in dieser Schwingungsebene auf die Flüssigkeit, dann wird die *Eintrittsstelle* *dunkel* erscheinen. Durch die im Magnetfelde stattfindende Doppelbrechung wird der linearpolarisierte Strahl bei weiterem Vordringen in das „pseudokristallinische“ Medium elliptisch, zirkular, wiederum elliptisch, dann linearpolarisiert; die Schwingungsebene steht jetzt senkrecht zu unserer Beobachtungsrichtung. *An dieser Stelle* werden wir die Flüssigkeit *am hellsten* leuchten sehen. Schreitet das Licht weiter fort, dann wird es wieder alle genannten Polarisationszustände durchlaufen, bis der Gangunterschied auf den Betrag einer ganzen Wellenlänge angewachsen ist. Das Licht ist dann wieder linearpolarisiert, seine Schwingungsebene fällt mit der des eintretenden Lichtes zusammen, die Flüssigkeit erscheint *an dieser Stelle* *dunkel*. Das wiederholt sich bei weiterem Vordringen in der Flüssigkeit.

Die folgenden Beobachtungen erklären sich nun ohne weiteres:

1. Man sieht auf der Flüssigkeit bei erregtem Magnetfeld *keine* Streifen, wenn man *senkrecht oder parallel zu den Kraftlinien* auf die Lösung blickt.

2. In einer Richtung von 45° gegen die Kraftlinien sieht man *so viele Streifen* in der Flüssigkeit, *als der Gangunterschied* der beiden Strahlen in der doppeltbrechenden Lösung *in ganzen*

1) Literatur (Tyndall, Stokes, Lord Rayleigh und andere) vergleiche: E. Verdet, Vorlesungen über die Wellentheorie des Lichtes (Deutsch von K. Exner, 1887), 2. Band, p. 403 und auf p. 508 ff. die ausführliche Zusammenstellung der Literatur.

Wellenlängen beträgt. (Wenn man die Doppelbrechung in bekannter Weise mit Analysator und Spektralapparat verfolgt, wandern durch eine bestimmte Stelle des Spektrums ebenso viele dunkle Streifen hindurch [vgl. 4.])

3. In einer Richtung von 45° gegen die Kraftlinien, aber *senkrecht zur vorigen Richtung* wird die *komplementäre Erscheinung* auftreten: Den hellen Stellen von vorhin werden dunkle entsprechen und umgekehrt.

4. Bei Anwendung von *weißem* Licht, statt des bisher angenommenen homogenen Lichtes werden die Streifen infolge der verschieden starken Doppelbrechung der verschiedenen Strahlen *farbige* Ränder zeigen. Dem eintretenden Lichte zu-gekehrt wird Rot liegen, da die brechbarsten Strahlen schon auf einer kürzeren Strecke einen Gangunterschied von einer Wellenlänge erreichen werden, d. h. nach unserer Beobachtungsrichtung nicht reflektiert werden können.

5. Bei Anwendung zirkularpolarisierten Lichtes rücken die Streifen näher an die Eintrittsstelle des Lichtes; auf *keiner* Seite erscheint die Eintrittsstelle dunkel.

6. In einem homogenen Felde sind die Streifen äquidistant und parallel; ist das Magnetfeld inhomogen, dann läßt die Krümmung der Streifen den Verlauf der Kraftlinien erkennen.

München, Physik. Inst. d. Univ., Dezember 1902.

(Eingegangen 31. Dezember 1902.)

**10. Antwort an Hrn. Braun;
von A. Slaby.**

Ich bin Hrn. Braun dankbar, daß er seine Ansprüche nunmehr bestimmt formuliert hat. Die nachfolgenden leicht festzustellenden Tatsachen ebenen den Boden für eine Verständigung. Alle nebensächlichen Dinge lasse ich bei Seite, um die Meinungsdivergenz nicht unnötig zu verschärfen.

1. Zunächst die Frage der „*Abstimmung des funken-telegraphischen Gebers in sich*“. Hr. Braun stützt seinen Prioritätsanspruch auf ein Referat der Straßburger Post über einen am 16. November 1900 gehaltenen Vortrag, der die Bemerkung enthält: „Die Braunsche Senderanordnung verlangt — soll ihre Wirkung voll zur Geltung gelangen —, daß Sender- und Primärsystem aufeinander abgestimmt sind.“ Dieser Vortrag war mir bisher nicht bekannt, wohl aber ein späterer vom 1. Februar 1901, über welchen Hr. Braun, anscheinend selber, in der Elektrotechnischen Zeitschrift vom 28. Februar 1901, sowie in seinem Buche „Drahtlose Telegraphie“ p. 52 referiert hat. In diesen Referaten ist eine ähnliche Bemerkung nicht enthalten, doch sagt Hr. Braun in einer Anmerkung zur Überschrift, daß ihm ein Eingehen auf Einzelheiten zur Zeit noch nicht möglich sei. Ich nehme an, daß Rücksichten auf ausländische Patentanmeldungen ihn daran hinderten, und rechne vollkommen mit dem zuerst erwähnten Referat.

Ich erkenne gern an, daß Hr. Braun bereits am 16. November 1900 die Notwendigkeit der „Geberabstimmung in sich“ vollkommen klar erkannt, auch die dazu geeigneten Mittel, obwohl er sie nicht veröffentlichte, selbständig erfunden hat. Er wird mich aber hoffentlich ebenso gern von dem Vorwurfe einer „Entlehnung“ freisprechen, wenn ich ihn darauf aufmerksam mache, daß derselbe Gedanke, eingehend begründet und durch Zeichnungen erläutert, in einer am 16. Oktober 1900 (d. h. vier Wochen früher) eingereichten deutschen Patentanmeldung, welche ich gemeinschaftlich mit Hrn. Grafen v. Arco

ausgearbeitet habe, enthalten ist. Ich entnehme der inzwischen gedruckten Patentschrift Nr. 130723 folgende Stelle:

„Während beim Empfänger zunächst der Luftleiter durch die Fernwirkung in Schwingungen gerät und diese Schwingungen auf ein abgestimmtes, den Indikator enthaltendes Sekundärsystem überträgt, ist der Vorgang am Geber der umgekehrte. Durch ein an den geerdeten Luftleiter elektrisch angehängtes Primärsystem wird dieser zu Eigenschwingungen angestoßen. Das die Schwingungen des Senders anregende Primärsystem besteht aus einem Kondensator K , den Funkenkugeln F F' und einer Selbstinduktionsspule S . *Die Abstimmung des Erregersystems auf die Eigenschwingungen des Senders muß eine sehr scharfe sein.* Die Abstimmung erfolgt erst roh durch Veränderung von K und dann feiner durch Veränderung von S . Die erfolgte Abstimmung ist daran zu erkennen, daß die Spannungsamplitude bei C , als Funkenlänge gegen Erde gemessen, und die von CA aufgenommene Strommenge (mit Hitzdrahtamperemeter gemessen) im Augenblick der Abstimmung beträchtlich steigen.“

Die Einreichung von Patentanmeldungen zur Wahrung wissenschaftlicher Prioritäten ist heut allgemein üblich und hat die frühere Methode der Hinterlegung bei wissenschaftlichen Korporationen abgelöst. Ich will indes hieraus, angesichts der geringen Zeitdifferenz Hrn. Braun gegenüber gar keine Prioritätsrechte geltend machen, ich wünsche nur, daß er eine Priorität mir gegenüber nicht mehr behauptet und ebenso vorurteilsfrei anerkennt, daß die „Geberabstimmung in sich“ ein von Graf Arco und mir *selbständig* erworbenes geistiges Eigentum ist.

Die Gründe, welche mich bestimmten, in meinem Vortrag vom 22. Dezember 1900 auf diese Geberanordnung nicht näher einzugehen, waren die gleichen, welche Hrn. Braun anscheinend veranlaßten, in seinem Vortrag vom 1. Februar 1901 denselben Gegenstand, welchen er wohl ebenso wie ich als den praktisch wichtigsten erkannt hatte, vorläufig geheim zu halten. Die neuen Abstimmungsmethoden, welche ich am 22. Dezember 1900 bekannt gab, waren mit hinreichender Deutlichkeit an den Empfangseinrichtungen allein zu erklären. Tatsächlich haben wir damals in Ober-Schöneweide die ältere

Schleife, in der Technischen Hochschule dagegen die neue Anordnung zum Geben verwendet.

2. Der zweite Differenzpunkt liegt genau so klar und einfach. Hr. Braun behauptete¹⁾, daß ich die „geschlossene Geberschaltung mit angehängtem Sendedraht“ gleichfalls von ihm entlehnt habe. Dieser Vorwurf veranlaßte mich zu der Bemerkung in diesen Annalen.²⁾ In seiner Antwort auf diese Bemerkung ist Hr. Braun offenbar das Opfer eines Mißverständnisses geworden, wenn er glaubt, daß ich ihm die Veröffentlichung von Dr. Tietz entgegenhalte. Ich persönlich halte allerdings auch heut noch daran fest, daß der Vorteil der geschlossenen Schaltung an sich (Erzielung größerer schwingender Energie durch Einschaltung eines Kondensators) von Dr. Tietz klar erkannt und ausgesprochen worden ist. Nachdem indes das Patentamt in der Tietzschen Arbeit eine Vorveröffentlichung der Braunschen Schaltung nicht erblickt hat, konnte ich mich nicht darauf stützen. Ich erwähnte ihn, um zu zeigen, wie sein Grundgedanke mich geleitet hat bei der Erfindung und Erprobung einer anderen Schaltung, die mit der Tietzschen *nicht* identisch ist, die vielmehr, wie ein Blick auf die von mir mitgeteilte Figur zeigt³⁾, *genau übereinstimmt mit der von Hrn. Braun später zum Patent angemeldeten Einrichtung*. Dieselbe besteht nämlich gleichfalls aus einem eine Funkenstrecke und einen Kondensator enthaltenden Schwingungskreis, an welchen der Sendedraht direkt angeschlossen ist. Ich hatte und habe auch hier nicht die Absicht, aus der zufällig wiederum vier Wochen vor der Anmeldung des Hrn. Braun erfolgten Benutzung eine wissenschaftliche Priorität für mich in Anspruch zu nehmen. Es kam mir lediglich darauf an, Hrn. Braun davon zu überzeugen, daß sein Vorwurf unberechtigt war, *daß ich diese Schaltung gar nicht von ihm „entlehnt“ haben kann*, da ich sie bereits erdacht und angewendet habe, ehe Hr. Braun irgend etwas darüber veröffentlicht hatte. Ich kann Hrn. Braun

1) F. Braun, Ann. d. Phys. 8. p. 199. 1902.

2) A. Slaby, Ann. d. Phys. 9. p. 495. 1902.

3) l. c. Entnommen den ausführlichen Aufzeichnungen meines Tagebuches vom 14. September 1898, welche ich Hrn. Braun gern zur Verfügung stelle.

sogar aus meinen Tagebüchern und Versuchsprotokollen den Nachweis führen, daß die Erforschung der günstigsten Wirkung der geschlossenen Schaltung mich seit jenem ersten Versuch fast unausgesetzt beschäftigt hat, bis ich nach vielen Mühen die Grundbedingung für den Erfolg (d. i. die Abstimmung in sich) so klar erkannt hatte, wie es in der unter 1. erwähnten Patentanmeldung vom 16. Oktober 1900 niedergelegt ist. Die von Hrn. Braun berufte Sendeschleife war die erste Etappe auf diesem Wege.

Ob und in wie weit die A.E.G. als Besitzerin der Patente aus der Sachlage zu 1. und 2. rechtliche Vorteile zu ziehen vermag, gehört nicht hierher. Diese Frage wollen wir den beteiligten Gesellschaften und dem geordneten Rechtswege überlassen. Darüber aber, daß mir persönlich dieser Streit überaus unsympatisch ist, habe ich keinen Zweifel gelassen und schon vor längerer Zeit der A.E.G. den Wunsch zu erkennen gegeben, eine Vereinigung zu erstreben auf Grund der Gleichberechtigung. Leider hat die Gesellschaft für drahtlose Telegraphie dieses Anerbieten zurückgewiesen.

In diesen Blättern wünsche ich mich mit Hrn. Braun wissenschaftlich und kollegialisch auseinander zu setzen und bitte ihn ebenso herzlich wie dringend, die vorgetragenen Tatsachen unbefangen zu würdigen und den gegen mich persönlich erhobenen kränkenden Vorwurf als unberechtigt zurückzunehmen.

Charlottenburg, den 15. Dezember 1902.

(Eingegangen 17. Dezember 1902.)

11. *Erklärung auf Hrn. Slabys Antwort;
von Ferdinand Braun.*

Hr. Slaby war so freundlich, mir seine Antwort an mich, wie er sie in diese Annalen zu geben beabsichtigt, schon vorher gedruckt zu übersenden; er ermöglicht mir so, die von ihm gewünschten Äußerungen zur Sache schon jetzt zu geben.

Hr. Slaby gesteht mir die Priorität in beiden von mir beanspruchten Punkten zu; diese sind: 1. die Abstimmung des Flaschenkreises auf den Sender, und 2. die Priorität der Erkenntnis der Wichtigkeit des geschlossenen Schwingungskreises als Erzeuger von Wellen, welche durch den Sender ausgestrahlt werden, und die praktische Einführung des Schwingungskreises in die drahtlose Telegraphie. Er beansprucht aber für sich, daß er 1. unabhängig, 2. vor mir zu denselben Erkenntnissen gekommen sei.

1. Was den einen Punkt angeht, so erkenne ich unumwunden an, daß in Hrn. Slabys Patentanmeldung¹⁾ vom 17. Oktober 1900 — und von diesem Tage an — der Gedanke der „Abstimmung in sich“ ausgesprochen ist und somit ehe etwas von mir über denselben Gegenstand publiziert war. Nur möchte ich, wenn schon einmal zu den wissenschaftlichen Publikationen auch andere Schriftstücke herangezogen werden, nun auch meinerseits hinzufügen, daß ich schon in Berichten an das Reichspostamt und Reichsmarineamt im Januar und Februar 1900 (also etwa 10 Monate vor meiner ersten Publikation, und 9 Monate vor Hrn. Slabys Patentanmeldung) die experimentell sehr bald erkannte, für beste Wirkung erforderliche

1) Ich bemerke dabei, daß mit dem Einreichdatum die Patentschrift noch geheim ist; erst nach der Prüfung derselben erfolgt (gewöhnlich ca. 1 Jahr später) die Publikation derselben im Reichsanzeiger, und dann ca. 6 Monate später (falls kein Einspruch erhoben wird) die Drucklegung in besonderen Heften und damit die Ausgabe der Patentschrift. Der Gegenstand des Patentes ist durch dessen Erteilung geschützt vom Tage der Anmeldung an.

Abstimmung in sich ausgesprochen habe.¹⁾ Ob man eine derartige amtliche Mitteilung einer — für spätere Publikationen bestimmten — Patentanmeldung bezüglich wissenschaftlicher Priorität gleichstellen will, lasse ich dahingestellt. Ich möchte aber auch noch Hrn. Slaby darauf aufmerksam machen, daß er bei genauerer Einsicht in meine „Entgegnung“ finden wird, daß ich in diesem Punkte seine Unabhängigkeit nirgends bestritten habe.

2. Ich komme zum zweiten Punkt: Geschlossener Schwingungskreis als Erreger der vom Sender ausgestrahlten Wellen. Mein hierauf bezügliches Patent ist eingereicht am 14. Oktober 1898, veröffentlicht im Januar 1900, ausgegeben den 7. Juli 1900. Es beansprucht Schutz auf geschlossenen Schwingungskreis in Verbindung mit direkt oder induktiv erregtem, offenem Sender.

Nach dem durchweg anerkannten wissenschaftlichen Grundsatz, daß durch eine allgemein zugängliche Drucklegung dem Autor vom Tage der Publikation an die Priorität gesichert ist, würde mir — wenn man vom Anmeldedatum ganz absieht — diese vom Januar oder spätestens Juli 1900 an zustehen.

Hr. Slaby beruft sich auf Versuche, die er im September 1898 angestellt, aber damals nicht publiziert, sondern erst vor kurzem (Herbst 1902) in einer Druckschrift²⁾ überhaupt erwähnt hat. Er gibt lediglich eine Schaltungsskizze³⁾ und bittet

1) Vgl. F. Braun, Umschau Nr. 17 u. 18. 1902. Frankfurt a. M., Bechhold.

2) A. Slaby, Ann. d. Phys. 9. p. 495. 1902.

3) *Meine* Schaltung war von Anfang an die in Fig. 3, p. 669 gegebene; die Resultate damit waren gut. — Inwiefern ich das Opfer eines Mißverständnisses geworden bin, kann ich auch heute noch nicht einsehen, insbesondere kann ich mich nicht überzeugen, daß die von Hrn. Slaby skizzierte Anordnung mit der meinigen identisch, von der des Hrn. Tietz charakteristisch verschieden gewesen sein soll. Hr. Tietz sagt, „die Einschaltung eines Kondensators parallel zu einer Funkenstrecke sei sehr wirksam gewesen.“ Mehr kann ich in Hrn. Slabys Figur auch nicht sehen. In den Schaltungen meiner Patentschrift sind von Anfang an Leydener Flaschen mit einer *Selbstinduktionsspule* gezeichnet; es war also schon durch die Zeichnung zum Ausdruck gebracht, daß es sich nicht einfach um „einen Kondensator parallel zu einer Funkenstrecke“ handelt, sondern um einen aus Kapazität und Selbstinduktion bestehenden *Schwingungskreis*. In der Beschreibung des Patentes ist dies deutlich ausgeführt.

mich um eine unbefangene Prüfung des Tatbestandes, die mich zu der Überzeugung führen würde, daß er die *geschlossene Schaltung* bereits erdacht und angewendet hätte, ehe von meiner Seite etwas darüber veröffentlicht war.

Ein Zurückgreifen auf derartiges, nicht publiziertes Material kann natürlich den Anspruch auf eine Priorität nicht begründen. Wenn Hr. Slaby sagt, er wolle dies nicht tun, so sollte es also richtiger heißen, er könne dies nicht. Ich gehe trotzdem auf seinen etwas außergewöhnlichen Wunsch ein, greife auf Inhalt und Anmeldungstage der *deutschen Patente* zurück und teile dementsprechend zwischen der Zeit 1. nach meiner Anmeldung, aber *vor* deren Veröffentlichung, und 2. *nach* Veröffentlichung derselben.

Die Studien des Hrn. Slaby führten ihn zu folgenden Senderanordnungen:

1. *Vor Veröffentlichung meines Patentes*: geschlossene Senderschleife, angemeldet am 3. November 1899. Dieselbe soll nach Hrn. Slaby die „erste Etappe“ auf dem Wege von seiner Schaltung¹⁾ zu der jetzigen (vgl. Fig. 3 dieser Abhandlung) gewesen sein. So lange Hr. Slaby nicht angibt, welche Überlegungen es ermöglichen, diese geerdete Senderschleife als Zwischenglied zwischen der ersten und zweiten Schaltung aufzufassen, ist mir eine derartige Anschauung unverständlich.²⁾

1) A. Slaby, Ann. d. Phys. 9. p. 495. 1902.

2) Die Senderschleife ist folgendermaßen aufzufassen: Für die Fernwirkung kommen in Übereinstimmung mit den Angaben des Hrn. Slaby nur in Betracht die Schwingungen im aufsteigenden Aste; die Schwingungen in der ganzen Schleife, falls solche überhaupt zu stande kommen, sind belanglos. Tatsächlich stellt die Anordnung also nichts anderes als die ursprüngliche Marconische dar; der Kondensator, die doppelte Erdung, der absteigende Draht geben der Sache nur ein anderes Aussehen. Ob die Absicht bei dieser Anordnung nicht darin bestand, Konflikten mit einem eventuellen Marconischen Patente auf den offenen Sender vorzubeugen, lasse ich dahingestellt. Jedenfalls ist mit der Senderschleife ruhig weiter gearbeitet worden, nachdem sich die Erfinder schon durch ihre eigenen Versuche überzeugt hatten, daß ihre Anordnung in der Wirkung keine Verbesserung der Marconischen darstelle (vgl. dazu meine Bemerkungen in der Elektrotechn. Zeitschr. 23. p. 468. 1901 und Marconis Versuche, Electrician 1901, Nr 5 u. 6; F. Braun, Drahtlose Telegraphie p. 68, wo es heißen muß statt in „meine oben beschriebene“ in „seine Schaltung“ verwandelt hatte).

2. Nach Veröffentlichung meines Patentes:

a) Anmeldung vom 17. Oktober 1900; die von Hrn. Slaby angezogene Anordnung, D.R.P. Nr. 130 723 (Fig. 1).

Ich habe diese Anordnung nach den wissenschaftlichen Publikationen des Hrn. Slaby wiederholt sachlich besprochen¹⁾, insbesondere betont, daß Hr. Slaby die Wirkung der Anordnung noch im Juni 1901 nicht erkannt hat. Da Hr. Slaby nichts gegen meine Ausführungen bemerkt hat, bin ich berechtigt anzunehmen, daß er ihnen zustimmt. Tatsächlich ist es eine — freilich sehr ungünstige —

geschlossene Schaltung. Daß dies aber nicht *beabsichtigt* war, zeigt am bestimmtesten die jetzt erst in Diskussion gezogene Patentschrift selber. Nach dieser *soll sie gar keine geschlossene Schaltung* sein.²⁾

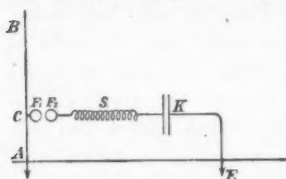


Fig. 1.

1) F. Braun, Vortrag vor der Hamburger Naturforscherversammlung; Physik. Zeitschr. 3. p. 148. 1901; ferner in Ann. d. Phys. 8. p. 210 u. 211. 1902; endlich wieder in Ann. d. Phys. 9. p. 1336. 1902.

2) Der Sender ist AB ; „das die Schwingungen des Senders anregende Primärsystem besteht aus einem Kondensator K , den Funkenkugeln F_1, F_2 und einer Selbstinduktionsspule S “, d. h. ist also ein offenes. Aus der Patentbeschreibung geht klar hervor, wie Hr. Slaby die Sache auffaßte. Der Senderdraht soll für sich schwingen, ebenso wie das angehängte, offene System. Um die Schwingungsamplitude des Senders zu messen, legt Hr. Slaby das Hitzdrahtinstrument zwischen C und Erde, wo es, wenn seine Auffassung richtig wäre, an einer passenden Stelle sitzen würde, während es tatsächlich sich im Kondensatorkreis befindet und zur Ermittlung der Senderenergie *oberhalb* C eingeschaltet sein müßte. Insbesondere aber geht die Auffassung daraus hervor, daß die Patentschrift sagt: „Die Größe von K ist ziemlich gleichgültig. Dieselbe ist nach unten hin nur dadurch begrenzt, daß, wenn K sehr klein ist und infolge dessen S sehr groß wird (bei gegebener Schwingungszahl), bei F_1, F_2 große Lichtbogenneigung auftritt.“ Für Hrn. Slaby handelt es sich also nur um die Schwingung der offenen Bahn; der Kondensator hat danach wesentlich nur die Bedeutung, um trotz der Erdverbindungen eine Ladung zu ermöglichen; daß mit der *Kondensatorkapazität* erst die *Energie* in das System kommt, übersieht er vollständig. In einer Zusatzanmeldung vom 9. November 1900 wird sogar für eine Anordnung Schutz beansprucht, wo an Stelle des Systems „Spule-Kondensator“ ein von Erde isolierter gerader oder gespulter Draht benutzt wird und welche nach

b) Righi-Erreger¹⁾ (Fig. 2.) Eingereicht am 17. Dezember 1900, infolge Einspruches nicht erteilt. Geht mit Verkleinerung der oberen und unteren Funkenstrecken oder besser Weglassen derselben (da sie nur schaden, jedenfalls nichts nützen können) in meine Schaltung über, allerdings mit einem sehr ungünstigen Wirkungsgrade.

c) Die Anordnung, mit welcher die A.E.G. wirklich arbeitet, und durch welche sie erst Erfolge gehabt hat, stellt Fig. 3 dar. Hier liegt eine rationelle Schaltung vor; sie ist eine der möglichen Ausführungsformen meiner Schaltung.

Die Figg. 1 und 2 stellen eine immer weitergehende Annäherung an meine Schaltung dar, welche mit der Anordnung nach Fig. 3 endlich erreicht war.

Angesichts der durch die Figg. 1—3 dargestellten Entwicklung des Slabyschen Senders haben andere sowohl, als ich, die Auffassung gehabt, daß die verschiedenen Formen

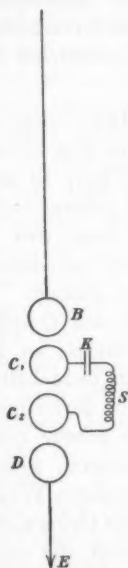


Fig. 2.

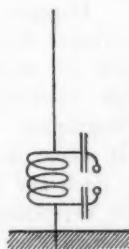


Fig. 3.

dem Wortlaut der Patentschrift „den Vorzug hat, daß Kondensatoren nicht mehr zur Benutzung kommen“.

In Übereinstimmung mit diesen Mißverständnissen ist auch der Umstand, den ich schon wiederholt hervorgehoben habe, daß Hr. Slaby den Einfluß der Dämpfung durch die Erdschließung nicht erkannt hat. Diese macht aber die von ihm geforderte scharfe Abstimmung in sich unmöglich.

1) Die Kugeln (!) C_1 und C_2 sollen nach dem Wortlaut der Patentschrift „Eigenschwingungen haben, welche identisch sind mit den Hauptschwingungen des Drahtradiators“. Dies soll erreicht werden durch Anordnung nach Fig. 2. „Hier,“ so fährt die Patentschrift fort, „ist die Eigenschwingung der Kugeln C_1 C_2 nicht von ihrer absoluten und gegenseitigen Kapazität abhängig gemacht, sondern von den elektrischen Dimensionen des angeschlossenen Kondensators und der Selbstinduktionspule S.“

desselben nur eine stetige Annäherung an die meinige darstellen. Ich gestehe sogar, daß ich lediglich, um Umgestaltungen, die später schwer anfechtbar sind, in etwas vorzubeugen, unter dem Titel „Sendervarianten“ in der Elektrotechnischen Zeitschrift eine Anzahl möglicher Kombinationen beschrieben habe.¹⁾

Wenn Hr. Slaby auch, was ich nicht einen Moment bezweifle, mit der von ihm skizzierten Schaltung im Herbst 1898 Versuche gemacht hat, so muß er doch die *Bedeutung seiner Anordnungen nicht erkannt und von dem Wege, den er zufällig gekreuzt hat, für lange Zeit abgewichen sein*; denn erst im Jahre 1901 ist er zur rationellen Anwendung eines geschlossenen Schwingungskreises gelangt.

Dagegen habe ich denselben schon 2 $\frac{1}{2}$ Jahre vorher in bewußter Weise benutzt; an der damals eingeschlagenen Route habe ich unentwegt festgehalten; die genommene Richtung hat sich bewährt; die derzeitige Entwicklung der drahtlosen Telegraphie — ich scheue mich nicht, dies auszusprechen — hat meine Anordnungen, wenn auch nicht zur hinreichenden, so doch zur notwendigen Voraussetzung; erst durch sie wurde die Verstärkung der Geberwirkungen ermöglicht; alle mir bekannten Anordnungen, die sich in der Praxis bewährt haben, gleichgültig von wem sie jetzt benutzt werden, enthalten einen Kondensatorkreis und werden schlecht wirksam, sobald aus ihnen der geschlossene Schwingungskreis entfernt wird; dieser ist auch das einzige elektrische System, das die schwach gedämpften Schwingungen dem Sender liefern kann, welche die unerläßliche Voraussetzung jeder scharfen Abstimmung sind, wie ich dies gleichfalls bei meiner *ersten* Publikation (Vortrag vom 16. November 1900) klar ausgesprochen habe. Wenn man abstimmen will, muß man daher erst dieses Mittel haben, mittels dessen man abstimmen kann.

Hr. Slaby gesteht mir die von mir beanspruchte Priorität zwar zu, will aber doch vor mir oder gleichzeitig, jedenfalls unabhängig von mir die Bedeutung des Kondensatorkreises klar erkannt haben. Hr. Slaby, welcher von meinen *Publikationen* Jahre lang keine Notiz genommen, der meinen Namen

1) Vgl. F. Braun, Elektrotechn. Zeitschr. 23. p. 469. 1901.

nicht einmal da genannt hat, wo es die wissenschaftliche Welt nach ihren Gepflogenheiten von ihm erwartet hatte, welcher damit dokumentierte, daß er *jede Gemeinschaftlichkeit seiner Wege mit den meinigen ablehne*, beruft sich jetzt auf seine *Tagebücher*, um zu beweisen, daß *unsere Wege von Anfang an und dauernd die gleichen* waren — und wünscht von *mir* eine dahingehende Erklärung.

Ich kann darauf zusammenfassend nur folgendes erwidern: Daß Hr. Slaby unter anderen Anordnungen auch die von ihm skizzierte Schaltung probiert hat, liegt mir nach den Angaben des Hrn. Slaby fern zu bezweifeln. Hr. Slaby sagt aber auch, er habe sie schon im Jahre 1898 *erdacht und erfunden*. Sollte er darunter verstehen, daß er schon damals ihre Vorteile richtig gewürdigt und sie wegen dieser Vorteile bewußt angewendet habe, so würde für mich darin gegenüber dem oben Ausgeführten ein Widerspruch liegen, um so mehr, als seine Resultate negativ ausfielen und er nach zweijährigen Versuchen es für einen Vorzug einer Anordnung betrachtete, wenn sie *keinen* Kondensator enthielt. Wenn Hr. Slaby von *mir* verlangt, solche Widersprüche aufzuklären, so ist mir dies nicht möglich. Hr. Slaby kann nicht im Jahre 1898 eine Anordnung erdacht und erfunden haben, deren Pointe er noch im Jahre 1901, trotz meiner dazwischen liegenden Publikationen, nicht verstanden hat.¹⁾

1) Um Hrn. Slaby zu zeigen, daß ich mit dieser Auffassung nicht allein stehe, verweise ich ihn nochmals auf die Kritik, welche in einer Sitzung der physikalischen Sektion der Karlsbader Naturforscherversammlung die Herren M. Wien und Th. Simon gefällt haben. Hr. Simon setzt schon die von Hrn. Slaby skizzierte Schaltung (welche nach Hrn. Slaby von der Tietzschen verschieden sein soll) voraus, sein Urteil bezieht sich also schon *auf den vorliegenden Fall*, und äußert sich: „Aus der Schilderung Slabys in dieser Abhandlung geht hervor, daß Tietz bessere Wirkungen dadurch erhielt, daß er in einer durchaus zufälligen Weise der Funkenstrecke des alten Senderdrahtes parallel eine Kapazität anlegte, daß aber Slaby bei der Wiederholung dieses Versuches an seinen eigenen Apparaten diese Wirkung nicht wiederfinden konnte. Weder er noch Tietz also haben den Witz der Sache erkannt, wenn und trotzdem sie die Sache auch unter Händen hatten. Ich kann mir nicht denken, daß Slaby hieraus eine Priorität gegen Braun ableiten will, sondern könnte mit dem besten Willen nur das Gegenteil herauslesen“ Physikal. Zeitschr. 4. p. 77. 1892).

Da Hr. Slaby zum Schluß seine persönliche Stellungnahme zum Streite zwischen zwei Gesellschaften (A.E.G. und Ges. f. drahtl. Tel.) bespricht, so muß auch ich meinen Standpunkt darin erwähnen. Hr. Slaby sagt, daß ihm persönlich der Streit höchst unsympathisch sei. Ich stimme mit ihm vollständig überein. Zweckmäßiger wäre es aber gewesen, Hr. Slaby oder die mit ihm zusammenarbeitende A.E.G. hätten dies früher bedacht und ihn nicht angefangen. Er ist von ihrer Seite durch die Nichtigkeitsklage gegen mein Patent eröffnet worden. Obgleich ich aus diesem Vorgehen erkannt habe, wie unumgänglich notwendig meine Anordnungen heute auch Hrn. Slaby und der A.E.G. erscheinen, so habe ich mich trotzdem, als zum ersten Male (Anfang Februar 1902) eine Einigung in Aussicht war, auf briefliches Befragen sofort damit einverstanden erklärt, ich habe mich sogar bereit erklärt, die weitere Austragung meiner wissenschaftlichen Prioritätsansprüche auf sich beruhen zu lassen. Ich glaube, daß ich damit im engeren Kreise reichlich diejenige Kollegialität bewiesen habe, an welche Hr. Slaby jetzt öffentlich appelliert. Wenn aber Hr. Slaby in Erwiderung meines Entgegenkommens verlangte, daß das neue gemeinsame Unternehmen unter seinem alleinigen wissenschaftlichen Namen weiter geführt werde, so ist dies freilich von meiner Gesellschaft a limine abgewiesen worden.

Straßburg, 23. Dezember 1902.

(Eingegangen 27. Dezember 1902.)

(Nachdem die Herren Slaby und Braun in diesem Prioritätsstreit je zweimal das Wort ergriffen haben, betrachtet die Redaktion denselben nunmehr als abgeschlossen.)

